

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**  
**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**



**TESIS DOCTORAL**

**Gestión de birrefringencia y dependencia térmica en  
espectrómetros de transformada de Fourier integrados**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR**

**PRESENTADA POR**

**Alaine Herrero Bermello**

**Directores**

**Aitor Villafranca Velasco**

**Robert Halir**

**Madrid**

**© Alaine Herrero Bermello, 2020**



**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

PROGRAMA OFICIAL DE DOCTORADO EN CIENCIAS FÍSICAS

**GESTIÓN DE BIRREFRINGENCIA Y DEPENDENCIA  
TÉRMICA EN ESPECTRÓMETROS DE TRANSFORMADA DE  
FOURIER INTEGRADOS**

MEMORIA PRESENTADA PARA LA OBTENCIÓN DEL GRADO DE DOCTORA

Autor: **Alaine Herrero Bermello**

Directores: *Dr. Aitor Villafranca Velasco y Dr. Robert Halir*

Tutora: Dr. María Cruz Fernández Navarrete

MADRID, 2020







*A mi familia,  
y a ti, mi querida Ana.*



# *Agradecimientos*

Es difícil sentarse frente al ordenador, echar la vista unos años atrás y no agradecer a todos los que habéis formado parte de mi vida en este tiempo en Madrid. Tanto los que habéis estado cerca, como los que me habéis dado vuestro apoyo en la distancia y los que me habéis dejado por el camino, pero seguís tan presentes como siempre.

En primer lugar, me gustaría expresar mi más sincero agradecimiento hacia Aitor Villafranca Velasco por la fantástica oportunidad que me ha brindado. He aprendido muchas cosas de él, tanto en el ámbito científico como en el personal. Me ha enseñado que la ciencia puede ser todavía más bonita si detrás hay una calidad humana excepcional, como es la suya. Su calma, su paciencia, su confianza y sus grandes conocimientos han sido un ejemplo para mí estos años. He de decir, pues no pretendo hacer de estos agradecimientos unas líneas políticamente correctas y serias, que tengo algo que recriminarle y es haberme dado tan pronto la experiencia de tener un supervisor cuyo ejemplo y valores buscaré, probablemente sin éxito, en mi vida profesional futura. También me gustaría darle las gracias a Robert Halir, a quien le debo gran parte de mi conocimiento en óptica integrada. Gracias, por haber aceptado acompañarme en este largo camino, por haberme enseñado tanto y por haber soportado mi recurrente tendencia a nunca pedir ayuda. No pasará un día en que le vea y no piense ‘¿cómo puede una persona ser tan increíblemente inteligente y a la vez atesorar una ironía tan fina?’. Mi admiración por él es muy grande.

Me gustaría darles las gracias a todos mis compañeros del grupo de Dinámica no lineal y fibras ópticas del Instituto de Óptica ‘Daza de Valdés’, CSIC, en el que he podido desarrollar mi trabajo estos años: Pedro Corredera, Juan Diego Ania, Conchi Pulido, Juan Galindo, Luis de Miguel y José María Soto, y también a Alicia Pons, a Joaquín Campos y a nuestra querida compañera Marisa Hernanz, por vuestra calurosa bienvenida y vuestro ánimo, pero sobre todo, por todas esas mañanas de café tan agradables y distendidas, pero a la vez infinitamente constructivas con nuestra amplía *WikiPedro*. Y también a mis compañeros José Luis, Elisa, Berta y Alejandro, que han sido una fantástica compañía en este largo camino. Quiero agradecer especialmente a David, quien ha sido no sólo un maravilloso compañero de despacho, de tesis, de amarguras, de risas o de lo que se terciara, si no un auténtico amigo durante este tiempo. Su apoyo ha sido para mí de valor incalculable. Espero haber contribuido del mismo modo.

Este trabajo ha sido posible gracias a la colaboración de increíbles investigadores que, transmitiéndome su conocimiento en mis estancias doctorales o colaborando en distintos proyectos, han plasmado su huella y sin los cuáles este trabajo no habría sido posible. Nuestros coautores y colaboradores de: la Universidad de Málaga (ETSI Telecomunicación), el *National Research Council* de Canadá, las Universidades de Southampton y Strathclyde en Reino Unido, el *Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies* de París, y Alcyon Photonics S.L. Entre todos ellos me gustaría hacer una especial mención a Alejandro Ortega por darme las bases y por enseñarme a utilizar las herramientas que hoy día son imprescindibles para mi trabajo, a Íñigo Molina, por aceptar mi estancia con su grupo de investigación y permitirme usar su laboratorio para las medidas experimentales, a José Manuel Luque por su inestimable ayuda y a Alcyon Photonics por financiar la fabricación de los dispositivos fotónicos que han dado lugar a algunos de los resultados de esta tesis, así como por su paciencia durante este proceso.

Quisiera también expresar mi agradecimiento a las distintas fuentes de financiación que he tenido durante estos años: el Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades del Gobierno de España a través de los proyectos TEC2016-80718-R, TEC2015-71127-C2-1-R y RTI2018-097957-B-C33, la Comunidad de Madrid mediante las iniciativas S2013/MIT2790 y S2018/NMT-4326, el programa EMPIR bajo el proyecto JRP-i22 14IND13-PhotInd y el Programa Marie Skłodowska-Curie RISE Action 734331 bajo el marco Horizonte 2020.

Me gustaría dar las gracias a Iria por estar siempre ahí, lejos pero cerca, pasen los años que pasen, a Caroline y a Nancy por demostrarme que irse al otro lado del mundo es como estar en casa si encuentras a las personas adecuadas, y a Darío, Yasser, Melisa y Rocío por hacer de mi etapa universitaria una peculiar y maravillosa experiencia.

También me gustaría agradecer a las personas más importantes de mi vida, mi familia. Aita, Ama, me habéis dado tanto sin saberlo, que me faltarán días para poder agradecerlos lo suficiente. Sin vuestra ayuda y apoyo incondicional no habría llegado a donde estoy ahora. Karim, Iris, además de ser unos hermanos increíbles, sois mis mejores amigos, mis confidentes, mis llantos y mis alegrías, lo sois todo. Gracias por estar siempre ahí, sobre todo en la última etapa de la tesis en la que he estado tan ocupada. Maripaz, mi cuasihermana, gracias por tu cariño y tu bondad, y sobre todo gracias por querer y cuidar tanto de una parte tan importante de mí. En especial, le quiero dar las gracias a mi tía Ana, la causante de que yo esté escribiendo esto ahora. Me transmitió que puedo ser capaz de cualquier cosa que me proponga, y que el término imposible no existe. Gracias por tu confianza ciega en mí. Ya no estás, pero estás conmigo todos los días, te quiero, siempre.

Por último, quiero resaltar un lugar especial en estos agradecimientos para Javitxu. Muchas gracias por haber aguantado este largo tiempo con valentía y estoicismo, a pesar de las muchas garras de mi frustración. Gracias por ser mi persona incondicional, por el ánimo, los incontables empujones, el optimismo y el buen humor. Y a Carmen y Javier, que han hecho, con su cariño, que estar tan lejos de mi familia sea más llevadero.

# ÍNDICE GENERAL

<b>Lista de Acrónimos .....</b>	<b>11</b>
<b>Resumen:</b> Gestión de birrefringencia y dependencia térmica en espectrómetros de transformada de fourier integrados.....	<b>13</b>
<b>Abstract:</b> Birefringence and temperature management in on-chip fourier transform spectrometers.....	<b>15</b>
<b>1. Introducción .....</b>	<b>17</b>
<b>1.1. Introducción: los grandes retos de una revolución en miniatura.....</b>	<b>18</b>
<b>1.2. Objetivos.....</b>	<b>20</b>
<b>1.3. Organización del documento.....</b>	<b>24</b>
<b>2. Espectrometría de transformada de fourier integrada en chips de silicio ...</b>	<b>25</b>
<b>2.1. Espectrometría de transformada de Fourier convencional .....</b>	<b>26</b>
2.1.1. Introducción histórica.....	26
2.1.2. Ventajas de la espectrometría interferencial.....	27
2.1.3. Modelo teórico y recuperación espectral .....	30
<b>2.2. Espectrometría de transformada de Fourier espacialmente estacionaria .....</b>	<b>33</b>
2.2.1. Introducción.....	33
2.2.2. Configuración básica.....	34
2.2.3. Variantes.....	35
2.2.4. Extensión al ultravioleta para aplicaciones en astrofísica .....	39
<b>2.3. Microespectrómetros integrados de transformada de Fourier.....</b>	<b>41</b>
2.3.1. Fotónica de silicio .....	41
2.3.2. Espectrómetros integrados dispersivos .....	44
2.3.3. Microespectrómetros de transformada de Fourier espacialmente heterodinos .....	48
2.3.4. Modelo matemático y recuperación espectral .....	52
<b>2.4. Metamateriales sublongitud de onda para potenciación de microespectrómetros .....</b>	<b>56</b>
2.4.1. Fundamentos teóricos de las guías sublongitud de onda .....	56
2.4.2. Implementaciones experimentales de guías de onda SWG .....	60
2.4.3. Aplicación de guías SWG a filtros, reflectores y lentes .....	62
2.4.4. Aplicación de guías SWG para multiplexado .....	64
2.4.5. Aplicación de guías SWG en acopladores.....	65
2.4.6. Aplicación de guías SWG en divisores de potencia .....	69
2.4.7. Microespectrómetro SHFT basado en SWG .....	72
<b>2.5. Retos de la espectrometría integrada de transformada de Fourier .....</b>	<b>74</b>
<b>3. Mitigación de dependencia térmica en microespectrómetros de transformada de fourier.....</b>	<b>75</b>
<b>3.1. Errores derivados de la integración de espectrómetros SHFT.....</b>	<b>76</b>
3.1.1. Desviaciones de fabricación respecto al modelo ideal.....	76
3.1.2. Técnicas de compensación de errores de fabricación.....	78
<b>3.2. Dependencia térmica de los espectrómetros SHFT integrados en SOI .....</b>	<b>82</b>
3.2.1. Errores de fase adicionales derivados de la dependencia térmica de las guías de silicio.....	82

3.2.2. Soluciones en el estado del arte .....	83
<b>3.3. Técnicas propuestas por la presente tesis para la mitigación de desviaciones térmicas .....</b>	<b>85</b>
3.3.1. Introducción a las soluciones propuestas en este trabajo .....	85
3.3.2. Propuesta 1: Temperature dependence mitigation in stationary Fourier-transform on-chip spectrometers.....	88
3.3.3. Propuesta 2: On-chip Fourier-transform spectrometers and machine learning: a new route to smart photonic sensors.....	92
<b>4. Gestión de la polarización en microespectrómetros con alto contraste de índice .....</b>	<b>97</b>
<b>4.1. Efectos de la birrefringencia de la plataforma SOI en los espectrómetros SHFT integrados .....</b>	<b>98</b>
<b>4.2. Circuitos para diversidad de polarización .....</b>	<b>100</b>
<b>4.3. Estado del arte de dispositivos para el control de la polarización .....</b>	<b>102</b>
4.3.1. Divisores de polarización .....	102
4.3.2. Rotadores de polarización .....	105
4.3.3. Dispositivos de birrefringencia nula .....	108
4.3.4. Microespectrómetros SHFT con polarización dual .....	109
<b>4.4. Anisotropía de las estructuras sublongitud de onda .....</b>	<b>110</b>
4.4.1. Estructuras sublongitud de onda para mejora de dispositivos de gestión de polarización.....	110
4.4.2. Nuevos metamateriales sublongitud de onda con control de anisotropía .....	113
<b>4.5. Técnicas propuestas por la presente tesis para el control de la polarización..</b>	<b>118</b>
4.5.1. Introducción a las soluciones propuestas en este trabajo .....	118
4.5.2. Propuesta 1a: <i>Design of a broadband polarization beam splitter based on anisotropy-engineered tilted subwavelength gratings</i> .....	120
4.5.3. Propuesta 1b: <i>Experimental demonstration of metamaterial anisotropy engineering for broadband on-chip polarization beam splitting</i> .....	129
4.5.4. Propuesta 2: <i>Zero-Birefringence Silicon Waveguides Based on Tilted Subwavelength Metamaterials</i> .....	138
<b>5. Conclusiones.....</b>	<b>147</b>
<b>5.1. Conclusiones .....</b>	<b>148</b>
5.1.1. Nuevas soluciones para la mitigación de la dependencia térmica en microespectrómetros de transformada de Fourier .....	148
5.1.2. Nuevos dispositivos de gestión de birrefringencia en silicio sobre aislante .....	149
<b>5.2. Aplicaciones y trabajo futuro .....</b>	<b>150</b>
<b>5.3. Impacto del presente trabajo.....</b>	<b>152</b>
<b>Apéndice .....</b>	<b>155</b>
<b>A.1. Artículos en revistas .....</b>	<b>155</b>
<b>A.2. Congresos científicos internacionales y nacionales.....</b>	<b>156</b>
Presentaciones orales .....	156
Posters .....	161
<b>A.3. Patentes .....</b>	<b>161</b>
<b>Bibliografía .....</b>	<b>163</b>

## LISTA DE ACRÓNIMOS

ADC	Acoplador direccional asimétrico ( <i>Asymmetrical directional coupler</i> )
AWG	Array de redes de guía de onda ( <i>Arrayed Waveguide Gratings</i> )
BOX	Sustrato inferior ( <i>Buried Oxide</i> )
BSWG	Redes sublongitud de onda con puentes ( <i>Bridge SubWavelength Gratings</i> )
CMOS	Semiconductor complementario de óxido metálico ( <i>Complementary metal-oxide-semiconductor</i> )
CR	Diafonía ( <i>Crosstalk</i> )
CSG	Redes con pared curva ( <i>Curved Sidewall Gratings</i> )
DC	Acoplador direccional ( <i>Directional Coupler</i> )
ER	Relación de extinción ( <i>Extinction Ratio</i> )
FPR	Región de libre propagación ( <i>Free Propagation Region</i> )
FSR	Rango espectral libre ( <i>Free Spectral Range</i> )
FT	Transformada de Fourier ( <i>Fourier Transform</i> )
GC	Acoplador de superficie ( <i>Grating Coupler</i> )
GRIN	Índice gradual ( <i>Graded-Index</i> )
IL	Pérdidas de inserción ( <i>Insertion Losses</i> )
LLIFTS	Espectrómetro de transformada de Fourier integrado con bucles con pérdida ( <i>Leaky Loop Integrated Fourier Transform Spectrometer</i> )
MDM	Multiplexación por división modal ( <i>Mode Division Multiplexing</i> )
MEMS	Sistemas microelectromecánicos ( <i>Microelectromechanical Systems</i> )
MFS	Tamaño mínimo de escritura ( <i>Minimum Feature Size</i> )
ML	Apredizaje automático ( <i>Machine Learning</i> )
MMI	Acoplador de interferencia multimodal ( <i>Multimode Interference Coupler</i> )

MZ	Mach Zehnder
MZI	Interferómetro Mach Zehnder ( <i>Mach Zehnder Interferometer</i> )
NMR	Resonancia magnética nuclear ( <i>Nuclear Magnetic Resonance</i> )
OMEMS	Sistemas óptico-microelectromecánicos ( <i>Optical Microelectromechanical Systems</i> )
OPD	Diferencia de camino óptico ( <i>Optical Path Difference</i> )
PBS	Divisor de polarización ( <i>Polarization Beam Splitter</i> )
PC	Cristal fotónico ( <i>Photonic Crystal</i> )
PDC	Circuito de diversidad de polarización ( <i>Polarization Diversity Circuit</i> )
PIC	Circuito fotónico integrado ( <i>Photonic Integrated Circuit</i> )
PR	Rotador de polarización ( <i>Polarization Rotator</i> )
PW	Guía de onda plasmónica ( <i>Plasmonic Waveguide</i> )
RR	Resonador en anillo ( <i>Ring Resonator</i> )
SEM	Microscopio electrónico de barrido ( <i>Scanning Electron Microscope</i> )
SHFT	Transformada de Fourier espacialmente heterodina ( <i>Spatial Heterodyne Fourier-Transform</i> )
SHIMMER	( <i>Spatial Heterodyne Imager for Mesospheric Radicals</i> )
SNR	Relación señal ruido ( <i>Signal-to-Noise Ratio</i> )
SOI	Silicio sobre aislante ( <i>Silicon-On-Insulator</i> )
SWG	Redes sublongitud de onda ( <i>SubWavelength Gratings</i> )
TE	Polarization transversal eléctrica ( <i>Transverse Electric polarization</i> )
TM	Polarization transversal magnética ( <i>Transverse Magnetic polarization</i> )
TO	Coeficiente termoóptico ( <i>Thermo-Optic coefficient</i> )
UV	Ultravioleta ( <i>Ultraviolet</i> )
VCSELS	Láseres de cavidad vertical ( <i>Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser</i> )
WDM	Multiplexación por división de longitud de onda ( <i>Wavelength Division Multiplexing</i> )
WEG	Redes echelle de guía de onda ( <i>Waveguide Echelle Gratings</i> )
ZPD	Camino óptico cero ( <i>Zero Path Difference</i> )



# RESUMEN: GESTIÓN DE BIRREFRINGENCIA Y DEPENDENCIA TÉRMICA EN ESPECTRÓMETROS DE TRANSFORMADA DE FOURIER INTEGRADOS

La espectrometría de transformada de Fourier es una de las técnicas de análisis espectral más utilizadas en nuestros días, con un amplio rango de aplicaciones que abarcan el análisis de compuestos complejos y de sistemas dinámicos, la espectroscopía biológica y biomédica, o el análisis atmosférico y aeronáutico, entre otros [1]-[3]. Estos sistemas proporcionan una elevada calidad espectral y resolución, unidos a un elevado rendimiento óptico [4], [5] y a bajos tiempos de cálculo facilitados por los recientes avances computacionales. El auge de la óptica integrada vivido en los últimos años ha impulsado la miniaturización de este tipo de espectrómetros, trasladando todo el potencial de esta tecnología al tamaño de un chip. Con soluciones compactas de alta resolución tanto en el infrarrojo cercano como en el infrarrojo medio [6]-[10], los microespectrómetros de transformada de Fourier presentan un potencial disruptivo en múltiples aplicaciones como microsátélites, microdrones, espectrómetros de mano, o sensado de gases en edificios y parkings inteligentes.

Sin embargo, para realizar todo este potencial, es necesario superar ciertas barreras tecnológicas que dificultan actualmente su implementación. La integración fotónica de los espectrómetros los hace dependientes de las limitaciones inherentes a los procesos de fabricación de guías de onda. Así, modificaciones geométricas en las nanoguías producen errores de fase y amplitud que degradan la calidad de la recuperación espectral [6], [11]. Adicionalmente, las guías de onda, específicamente en la fotónica de silicio, son altamente dependientes de las condiciones ambientales, particularmente la temperatura. Los cambios de temperatura durante el proceso de funcionamiento del microespectrómetro producen cambios en las propiedades de las guías introduciendo errores de fase adicionales. Esta dependencia térmica produce limitaciones importantes en el funcionamiento del dispositivo en condiciones reales, llegando a producirse degradaciones visibles para un cambio de temperatura de tan sólo 0.1 °C. Aunque existen soluciones diversas en el estado del arte, tanto software [8], [12] como hardware [12]-[14] todas ellas conllevan o una fabricación más complicada y cara, o unos requerimientos computacionales mayores, siguiendo vigente la necesidad de una solución sencilla y aplicable a cualquier espectrómetro.

Por otra parte, la integración fotónica del espectrómetro de transformada de Fourier implica lidiar con la birrefringencia inherente a la plataforma utilizada, especialmente relevante en plataformas con alto contraste de índice de refracción, como la de silicio sobre aislante. Esta birrefringencia produce diferencias de funcionamiento según la polarización incidente, causando como consecuencia directa, una degradación de las prestaciones del microespectrómetro en presencia de una polarización híbrida. Para abordar este problema, transversal a toda la fotónica de silicio, se han propuesto numerosas soluciones, tanto basadas en la división de polarización (circuitos con diversidad de polarización) [15]-[18], como en el

desarrollo de diseños independientes de la polarización [19], [20]. No obstante, dichas soluciones todavía tienen limitaciones en términos de ancho de banda, tamaño y, especialmente, dificultad de integración de estructuras complejas en métodos litográficos compatibles con fabricación en masa.

En el presente trabajo se abordan ambos problemas, presentando soluciones para la gestión de la birrefringencia y la dependencia térmica de microespectrómetros de transformada de Fourier integrados en guías de onda de silicio sobre aislante. Más específicamente, se proponen dos soluciones software para la compensación y mitigación de la dependencia térmica en cualquier microespectrómetro, incluso los ya fabricados, basadas respectivamente en calibraciones matriciales [21] y aprendizaje máquina [22]. Ambas técnicas se han demostrado experimentalmente, permitiendo incluso el uso de microespectrómetros de muy alta resolución (17 pm en un chip de 23 mm<sup>2</sup>), previamente inoperables debido a su dependencia térmica.

Asimismo, se propone una novedosa técnica de ingeniería de birrefringencia en guías de onda de silicio basada en metamateriales sublongitud de onda rotados respecto al eje óptico. Esta técnica se aplica en este trabajo por primera vez al diseño de bloques funcionales de altas prestaciones para el control de la polarización, incluyendo tanto un divisor de polarización [23], cuya demostración experimental muestra pérdidas de inserción de 1 dB y ratios de extinción superiores a 13 dB en un ancho de banda de 120 nm [24]; como a una guía de onda independiente de la polarización con una birrefringencia por debajo de  $6 \cdot 10^{-3}$  en un ancho de banda de 100 nm, siendo además resistente a errores de fabricación de hasta 10 nm [25].

Las soluciones propuestas, que han dado lugar a cinco publicaciones en revistas de alto impacto, dos patentes extendidas internacionalmente, e incluso a la creación de una empresa spin-off, suponen un importante paso para superar las actuales limitaciones de los microespectrómetros de transformada de Fourier, facilitando así que esta tecnología salga de los laboratorios y llegue a numerosas aplicaciones reales con implicaciones en biomedicina, seguridad, sensado atmosférico y astronomía.

# **ABSTRACT: BIREFRINGENCE AND TEMPERATURE MANAGEMENT IN ON-CHIP FOURIER TRANSFORM SPECTROMETERS**

Fourier transform spectrometry is one of the most widespread spectral analysis techniques nowadays, with diverse applications such as composite complex and dynamic system analysis, biomedical and biological spectroscopy or atmospheric and aeronautic analysis, among many others [1]-[3]. These systems provide a high spectral quality and resolution, as well as an enhanced optical throughput [4], [5] and reduced calculation times provided by recent computing advances. The growth experienced by integrated optics in recent years has promoted the miniaturization of this type of spectrometers, translating the potential of this technology to the chip scale. With compact and high-resolution solutions in the near and mid infrared [6], [7]-[10], Fourier transform microspectrometers provide a disruptive potential in applications such as microsatellites, microdrones, hand-held spectrometers or gas sensing in smart buildings and parking lots.

However, in order to fulfill this potential, certain technological barriers need to be overcome. Photonic integration of the spectrometers is affected by intrinsic limitations of waveguide manufacturing process. Thus, geometric deviations of the nanoguides cross section produce phase and amplitude errors that degrade the quality of the recovered spectrum [6], [11]. Additionally, waveguides, specifically in silicon photonics, are highly dependent on environmental conditions, particularly temperature. Temperature changes during the microspectrometer operating process produce changes in the waveguide properties introducing additional phase errors. This thermal dependence produces important limitations in the operation of the device in real conditions, leading to visible degradations for a temperature change of only 0.1 ° C. Although there are several approaches in the state of the art proposed to solve this problem, both software [8], [12] and hardware [12]-[14], all of them entail either a more complicated and expensive fabrication, or higher computational requirements. For this reason, a simple solution applicable to any spectrometer is still sought after.

Another limitation imposed by the photonic integration of Fourier transform spectrometers is the inherent birefringence of the photonic manufacturing platform, especially relevant in platforms with high refractive index contrast, such as silicon on insulator. This birefringence produces operation differences according to the incident polarization. As a direct consequence, the microspectrometer is detuned in the presence of a hybrid polarization. To address this problem, transversal to the whole silicon photonics field, different solutions relaying on polarization division [15]-[18] and polarization-independent behavior [19], [20] have been proposed. Nevertheless, these solutions still present limitations in terms of bandwidth, footprint, and more importantly, impossibility of integrating complex geometries in currently available wafer-scale fabrication methods.

In this work, we address both challenges, providing integrated solutions for managing birefringence and temperature dependence in on-chip Fourier transform microspectrometers for the silicon-on-insulator platform. More specifically, we propose two software-based solutions for the compensation and mitigation of microspectrometers thermal dependence, based on matrix calibration [21] and machine learning [22] respectively. Both techniques have been experimentally demonstrated, enabling the operation of a very high-resolution spectrometer chip (17 pm resolution in a 23 mm<sup>2</sup> footprint), previously inoperable due to its thermal dependence.

Moreover, we present a novel birefringence engineering technique based on tilted subwavelength metamaterials. In this work, this technique is applied for the first time to the design of high-performance building blocks for polarization handling, including a novel polarization splitter [23], whose experimental characterization shows a 1 dB insertion loss and 13 dB extinction ratio in a 120 nm bandwidth [24]; as well as polarization independent waveguide with a birefringence below  $6 \cdot 10^{-3}$  in a 100 nm bandwidth and improved resilience against fabrication errors up to 10 nm [25].

Proposed solutions, which have led to five high-impact journal publications, two international patents and a spin-off company, pave the road for overcoming current limitations of Fourier transform microspectrometers, enabling the adoption of this technology outside of the lab and into real applications in biomedicine, security, atmospheric sensing and astronomy.

# CAPÍTULO 1

## INTRODUCCIÓN

La presente tesis aborda el desarrollo de nuevas técnicas y dispositivos para la gestión de variaciones térmicas y de birrefringencia en microespectrómetros de transformada de Fourier implementados en chips de silicio. Este trabajo se ha desarrollado en el Consejo Superior de Investigaciones Científicas, específicamente en el Instituto de Óptica 'Daza de Valdés', y es el resultado de colaboraciones con la Universidad de Málaga, el *National Research Council* de Canadá, las Universidades de Southampton y Strathclyde en Reino Unido, el *Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies* de París, y Alcyon Photonics S.L. En este capítulo introductorio se presenta una primera aproximación a los microespectrómetros de transformada de Fourier, así como a los principales problemas que se pretenden solucionar. Asimismo, se enumeran los principales objetivos de la tesis, y se detalla la organización del documento con una breve descripción del contenido de cada capítulo.

- 1.1. Los grandes retos de una revolución en miniatura
- 1.2. Objetivos
- 1.3. Organización del documento

## 1.1. Los grandes retos de una revolución en miniatura

La espectrometría, entendida como el estudio de la interacción de los campos electromagnéticos con la materia, ha permitido definir los espectros de absorción y transmisión únicos de cada molécula y, por tanto, ha sido clave para la clasificación, detección, identificación y cuantificación de sustancias y componentes [1]. Este conocimiento ha sido consustancial al avance de la biomedicina, la monitorización ambiental o la astronomía, entre muchos otros campos [1]-[3]. Sin embargo, estos mismos campos siguen demandando espectrómetros de mayor resolución, precisión y estabilidad; así como soluciones más compactas que permitan abordar nuevos retos como la espectroscopía de mano para supervisión de fugas o detección de amenazas a la seguridad, la integración en microdrones para el seguimiento de nubes contaminantes, o la integración en microsátélites para exploración espacial.

En particular, la espectrometría de transformada de Fourier (FT), basada en la realización de medidas interferométricas con diferencias de caminos ópticos (OPD) variables, es una de las técnicas de análisis espectral más utilizadas en nuestros días. Esto se debe a la calidad espectral, resolución y rendimiento ópticos obtenibles mediante esta tecnología, superior a los espectrómetros convencionales basados en elementos dispersivos [3]-[5]. La primera recuperación de un interferograma de transformada de Fourier experimental se realizó en 1949 [26], aunque esta técnica estuvo inicialmente limitada por la capacidad computacional del momento, que conllevaba tiempos excesivos en los cálculos de Fourier para la obtención de cada espectro. Pese a su tremendo potencial, su uso se limitaba, entonces, a aquellas medidas espectrométricas inabordables con espectrómetros dispersivos convencionales. No obstante, el enorme avance matemático [27] y computacional posterior, en combinación con las prestaciones inherentes a la técnica, han convertido a la espectrometría de transformada de Fourier en una de las herramientas de espectroscopía más potentes y solicitadas de la actualidad.

La presencia de elementos móviles en los espectrómetros de transformada de Fourier ralentizó el desarrollo de microespectrómetros integrados compactos y estables, hasta la aparición de los espectrómetros de transformada de Fourier espacialmente heterodinos (SHFT) [28], que comprendían arquitecturas completamente estacionarias que evitaban el uso de elementos ópticos móviles. Una vez eliminada la barrera técnica de los elementos mecánicos, la llegada de la óptica integrada supuso una oportunidad única para la miniaturización de esta tecnología, permitiendo trasladar todo su potencial al tamaño de un chip [6]-[10]. En particular, el alto contraste de índice proporcionado por la fotónica de silicio permite alcanzar mayores resoluciones en dispositivos más compactos, abriendo un nuevo mundo de posibilidades para la monitorización ambiental instantánea, el diagnóstico médico *lab-on-a-chip*, el análisis alimenticio, el sensado biológico, o el desarrollo de dispositivos ligeros, compactos y baratos.

Sin embargo, la miniaturización e integración de la espectrometría de transformada de Fourier a través de chips fotónicos, particularmente en la fotónica de silicio, derivan en distintas problemáticas que dificultan su aplicación, y que actualmente limitan esta tecnología a demostradores de laboratorio en ambientes controlados y con elementos auxiliares externos de acoplo, control de polarización y estabilización térmica [6], [11], [29]. Dichas problemáticas, entre las que destacan la dependencia

térmica y la birrefringencia de las guías de onda en las que se implementan los microespectrómetros suponen graves barreras para el desarrollo industrial de los microespectrómetros de transformada de Fourier integrados de alta resolución, impidiendo explotar su gran potencial.

En primer lugar, la fuerte dependencia térmica inherente a la plataforma fotónica de silicio sobre aislante (SOI) [13] supone que cambios ambientales resulten en cambios en el índice de refracción efectivo de las guías que modifican el comportamiento del dispositivo. En el caso particular de los microespectrómetros de transformada de Fourier, esto se traduce en errores de fase que resultan en una rápida degradación del espectro, impidiendo el uso de técnicas matemáticas de recuperación espectral convencionales y produciendo importantes limitaciones de funcionamiento. Esta problemática se agrava según aumenta la resolución del dispositivo, debido a la necesidad de implementar retardos ópticos más largos, y por lo tanto más sensibles a variaciones térmicas. Además, este problema se suma a las inevitables imperfecciones o desviaciones producidas en el proceso de fabricación del microespectrómetro respecto a su diseño nominal.

En segundo lugar, la plataforma de silicio sobre aislante presenta una elevada birrefringencia causada por el alto contraste de índice de refracción entre el núcleo de las guías de onda y los materiales que la rodean [30], [31]. Este alto contraste de índice de este tipo de plataformas permite un gran confinamiento modal en las guías de onda y por lo tanto una gran densidad de integración, facilitando el desarrollo de diseños mucho más compactos [32]. Sin embargo, también produce una fuerte disparidad en los índices de refracción efectivos y en las distribuciones de campo entre las polarizaciones transversal eléctrica y transversal magnética que se propagan por las guías de onda, debido a las condiciones de contorno que impone la geometría de las guías. Esta dependencia con la polarización hace que la operabilidad de los espectrómetros integrados se vea enormemente afectada en presencia de una polarización híbrida, lo que hace necesarias soluciones compactas de altas prestaciones para la gestión de la polarización dentro del propio chip.

En el presente trabajo se abordan ambos problemas, presentando soluciones para la gestión de la birrefringencia y la dependencia térmica de microespectrómetros de transformada de Fourier basados en guías de onda de silicio sobre aislante. Más específicamente, se proponen dos soluciones software para la compensación y mitigación de la dependencia térmica, basadas respectivamente en calibraciones matriciales y aprendizaje máquina; así como dos nuevos dispositivos integrados para control de polarización basados en una novedosa técnica de ingeniería de birrefringencia mediante metamateriales sublongitud de onda rotados respecto al eje óptico [33].

Las soluciones propuestas, que han dado lugar a cinco publicaciones en revistas de alto impacto, dos patentes extendidas internacionalmente, e incluso a la creación de una empresa spin-off, suponen un importante paso para superar las actuales limitaciones de los microespectrómetros de transformada de Fourier, facilitando así que esta tecnología salga de los laboratorios y llegue a numerosas aplicaciones reales con implicaciones en biomedicina, seguridad, sensado atmosférico y astronomía.

## 1.2. Objetivos

El principal objetivo de este trabajo es proporcionar soluciones innovadoras a dos de los grandes retos que actualmente dificultan el desarrollo tecnológico de los microespectrómetros de transformada de Fourier integrados de alta resolución: su dependencia térmica y su birrefringencia. Ambos fenómenos son inherentes a su miniaturización e integración fotónica en plataformas de alto contraste de índice, y suponen graves limitaciones para su funcionamiento más allá de demostradores de laboratorio bajo condiciones controladas. A través de este objetivo pretendemos por lo tanto reducir las barreras que actualmente frenan el incipiente desarrollo industrial de esta tecnología, y sentar las bases para nuevas generaciones de microespectrómetros inteligentes de alta resolución.

En función de las dos problemáticas abordadas, podemos distinguir dos objetivos secundarios más específicos:

- Desarrollar nuevas técnicas de análisis espectral capaces de mitigar los efectos de las variaciones ambientales en microespectrómetros de transformada de Fourier de alta resolución.
- Desarrollar nuevos dispositivos fotónicos integrados de altas prestaciones en silicio sobre aislante para eliminar la birrefringencia o controlar sus efectos, y compatibles con los microespectrómetros de transformada de Fourier.

A continuación, se desglosan ambos objetivos, detallando las propuestas de la presente tesis para abordar cada problemática. Así mismo, se puede ver un resumen gráfico de algunos de los principales resultados de este trabajo en la Fig. 1.1.

### Nuevas técnicas de mitigación de dependencia térmica

Para abordar la problemática de la dependencia térmica en microespectrómetros de transformada de Fourier estacionarios integrados en silicio, y garantizar la operabilidad del dispositivo en condiciones ambientales reales, nos centramos en el desarrollo de nuevos algoritmos matemáticos de recuperación espectral. Los algoritmos de mitigación térmica presentados en este trabajo constituyen por lo tanto una solución software de posprocesado de datos, lo que permite su aplicación sobre cualquier arquitectura de microespectrometría de transformada de Fourier, así como sobre cualquier rango espectral bajo análisis. Al no requerir de una readaptación hardware que conlleve costes de fabricación adicionales, son aplicables a dispositivos fabricados previamente, viéndose sus opciones de aplicabilidad muy aumentadas. En particular, se proponen dos técnicas distintas basadas, respectivamente, en calibración multimatricial y aprendizaje máquina. Se puede ver un resumen gráfico de ambas técnicas en la Fig. 1.1 (a).

- La primera propuesta es un método de recuperación espectral que incluye dos novedosos algoritmos basados en la calibración sensible a la temperatura y la corrección de los errores de fase. El primer algoritmo proporciona una calibración sensible a temperatura basada en la medida de múltiples matrices de calibración para el mismo dispositivo a diferentes temperaturas. El segundo algoritmo realiza una corrección de los errores de amplitud y de fase para señales de ancho de banda estrecho. La aplicación combinada de estos



dos algoritmos posibilita la recuperación espectral mediante los algoritmos de Fourier tradicionales. Específicamente se han aplicado experimentalmente con éxito a un espectrómetro previamente inoperable debido a su dependencia térmica. El espectrómetro, formado por 32 interferómetros Mach-Zehnder (MZ/MZI) en forma de espirales microfónicas fabricados en silicio sobre aislante, alcanza gracias a las técnicas desarrolladas una resolución experimental de 17 pm en un rango espectral libre de 0.22 nm [21].

- La segunda propuesta se desarrolla especialmente para aquellas aplicaciones, como la identificación de gases, que sólo requieren una clasificación robusta de un número limitado de casos, pero en un rango muy amplio de condiciones de operación. Este método está basado en el aprendizaje automático para detección y clasificación de características de absorción y obvia la necesidad de la recuperación del espectro de entrada evitando un gran número de medidas auxiliares, así como una calibración de gran precisión. La técnica propuesta se demuestra para un microespectrómetro formado por 31 interferómetros con forma de espiral microfónica fabricados en silicio, con unas imperfecciones de fabricación dadas y en un amplio rango de temperaturas, convirtiendo al sistema robusto a estos parámetros. Específicamente, se demuestra experimentalmente la diferenciación de cuatro espectros de entrada diferentes en unas condiciones de temperatura variables y no controladas dentro de un rango de 10°C, un incremento por 100 en el rango operacional de un espectrómetro integrado (0.1 °C), con una tasa de éxito del 82.5 % [22].

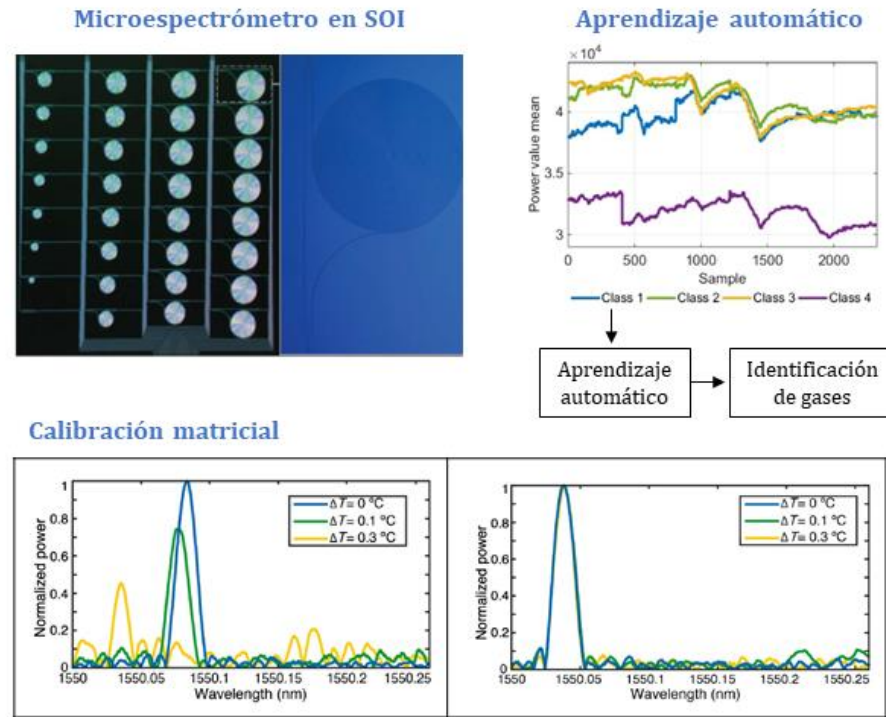
### **Nuevos dispositivos de gestión de birrefringencia en silicio sobre aislante**

Para abordar la problemática de la birrefringencia inherente a la plataforma de silicio sobre aislante, nos centramos en el desarrollo de nuevos dispositivos fotónicos de altas prestaciones, compatibles con los microespectrómetros de transformada de Fourier espacialmente heterodinos. Es decir, en este caso, abordamos el problema desde el *hardware*, con soluciones integrables en chip sin incremento de complejidad de fabricación. En este trabajo se proponen dos novedosas alternativas para la implementación de circuitos de diversidad de polarización (PDC) a nivel de chip y para la implementación de componentes con un comportamiento independiente de la polarización. Los dispositivos para el control de la polarización que se proponen están basados en innovadores materiales sublongitud de onda rotados respecto al eje óptico, cuyo uso en bloques funcionales se demuestra por primera vez en los trabajos de la presente tesis. Se puede ver un resumen gráfico de ambos dispositivos en la Fig. 1.1 (b).

- El primer dispositivo consiste en un divisor de polarización (PBS) basado en interferencia multimodal, que supone la primera explotación experimental en un dispositivo de control de polarización de las propiedades de las estructuras sublongitud de onda (SWG) inclinadas, permitiendo el control independiente de los índices efectivos de refracción para las polarizaciones transversal eléctrica (TE) y magnética (TM) [23]. Este dispositivo ha sido demostrado experimentalmente con pérdidas de inserción (IL) por debajo de 1 dB y relaciones de extinción (ER) mayores de 13 dB en un rango de 120 nm [24].

- Para el segundo dispositivo, acudimos a las bases de la teoría de las estructuras sublongitud de onda inclinadas para presentar una novedosa guía de onda insensible a la polarización [25]. Seleccionando adecuadamente el ángulo de inclinación el estado de cero-birrefringencia se puede conseguir para un amplio rango de geometrías de la nanoguía. Este diseño conserva una fabricación sencilla de un sólo paso, proporcionando una respuesta espectral amplia y una gran robustez a errores de fabricación con respecto al diseño nominal.

**Fig. 1.1 (a) | Mitigación de dependencia térmica en microespectrómetros de transformada de Fourier**



**Fig. 1.1 (b) | Gestión de la polarización en microespectrómetros con alto contraste de índice**

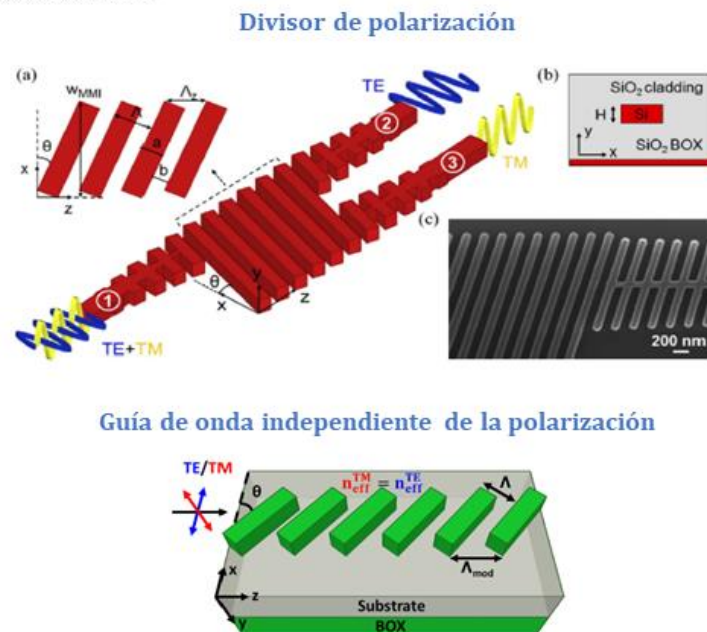


Fig. 1.1. Resumen gráfico de algunos de los principales resultados del presente trabajo para la gestión de la dependencia térmica (a) y de la birrefringencia (b) de los microespectrómetros de transformada de Fourier integrados.

### 1.3. Organización del documento

El presente trabajo se organiza como sigue en un total de cinco capítulos y un apéndice:

**Capítulo 1:** capítulo introductorio en el que se presenta una primera aproximación a los microespectrómetros de transformada de Fourier, así como a los principales problemas abordados en este trabajo. Asimismo, se exponen los principales objetivos y la organización del documento.

**Capítulo 2:** se presenta una visión general de la espectrometría de transformada de Fourier, realizando un breve recorrido por su evolución histórica, su base teórica y sus algoritmos de recuperación espectral. También se expone una breve comparativa con otras técnicas espectrométricas del estado del arte y se aborda la miniaturización de esta tecnología a través de los chips integrados en fotónica de silicio.

**Capítulo 3:** se explica en detalle la primera problemática de los microespectrómetros integrados que se pretende resolver en este trabajo, la dependencia térmica asociada a las guías de onda de silicio y su efecto en dichos dispositivos. Se presenta un análisis de las distintas soluciones presentes en el estado del arte para abordar este problema y se introducen las dos alternativas que se proponen en este trabajo en forma de dos artículos.

**Capítulo 4:** se explica en detalle la segunda problemática de los microespectrómetros integrados que se pretende resolver en este trabajo, la dependencia con la polarización presente en los dispositivos fotónicos, particularizando los microespectrómetros integrados. Así mismo, se presenta un análisis detallado de las distintas alternativas del estado del arte para el correcto control de la polarización, así como las propuestas desarrolladas en este trabajo en forma de tres artículos.

**Capítulo 5:** se exponen las conclusiones finales del trabajo, así como una breve descripción de las líneas de trabajo futuras y del impacto que el presente trabajo ha tenido en la comunidad científica.

**Apéndice:** se recoge una lista con los distintos trabajos publicados por la autora de la presente tesis, tanto aquellos directamente recogidos en el núcleo de esta tesis como algunas colaboraciones adicionales, así como una lista de las distintas contribuciones a congresos científicos tanto nacionales como internacionales y la información relevante a las dos patentes que resultan del presente trabajo.

Adicionalmente, se incluye al inicio del documento un listado de acrónimos, así como la bibliografía completa utilizada en la presente tesis al final del documento.

## CAPÍTULO 2

### **ESPECTROMETRÍA DE TRANSFORMADA DE FOURIER INTEGRADA EN CHIPS DE SILICIO**

En este capítulo se presenta una visión general de la espectrometría de transformada de Fourier, así como una breve comparativa con otras técnicas espectrométricas del estado del arte. Asimismo, se realiza un breve recorrido por su evolución histórica desde su aparición en el año 1888 hasta el desarrollo de arquitecturas espacialmente heterodinas, repasando su base teórica y sus algoritmos de recuperación espectral. A continuación, se aborda la miniaturización de esta tecnología a través de los chips integrados en fotónica de silicio en los que se centra la presente tesis, incluyendo sus fundamentos teóricos e implementaciones previamente demostradas. Adicionalmente, se presentan los metamateriales sublongitud de onda como herramienta de mejora del rendimiento de los microespectrómetros en silicio sobre aislante. Finalmente, introducimos brevemente los grandes retos a superar por esta tecnología, abordados con más detalle en los capítulos siguientes.

- 2.1. Espectrometría de transformada de Fourier convencional
- 2.2. Espectrometría de transformada de Fourier espacialmente estacionaria
- 2.3. Microespectrómetros integrados de transformada de Fourier
- 2.4. Metamateriales sublongitud de onda para potenciación de microespectrómetros
- 2.5. Retos de la espectrometría integrada de transformada de Fourier

## 2.1. Espectrometría de transformada de Fourier convencional

### 2.1.1. Introducción histórica

La espectrometría de transformada de Fourier es una técnica de análisis espectral basada en interferometría. Al contrario que otras técnicas espectrométricas basadas en dispersión o demultiplexado, no descompone la señal en un conjunto de componentes espectrales específicas y las mide de forma independiente, sino que genera un interferograma que combina las contribuciones de todas estas frecuencias. Es decir, cada dato de salida contiene información de todas las frecuencias de la señal bajo análisis, que se relaciona con el espectro continuo de la fuente de entrada a través del formalismo de la transformada de Fourier [4]. Su origen se remonta a 1880, cuando A. A. Michelson inventa el primer interferómetro [34] y demuestra su aplicación en la medida de pequeñas distancias, así como en la caracterización de diferentes propiedades de la luz, como la longitud de onda [5], [35], [36]. Sin embargo, no es hasta 1911 cuando H. Rubens y R. W. Wood consiguen medir el primer interferograma [29], [37] que dará paso 38 años después a la primera recuperación espectral a través de la transformada de Fourier por P. B. Fellgett [26], [29].

A pesar de la alta calidad espectral y la elevada resolución obtenibles mediante esta técnica, la entonces limitada capacidad computacional conllevaba tiempos excesivos en los cálculos de Fourier para la obtención de cada espectro. Además, inicialmente la clasificación de los espectros de absorción de compuestos químicos se realizaba de manera manual, comparando uno a uno con una librería de espectros conocidos [1]. Esto limitaba su uso únicamente a aquellas medidas que no se podían obtener por medio de espectrómetros convencionales basados en elementos dispersivos. En 1965, J. W. Cooley y J. Tukey introducen por primera vez la transformada rápida de Fourier [27], o algoritmo Cooley-Tukey, reduciendo el tiempo de cómputo del espectro de días a minutos [2], [4]. A este avance se sumó progresivamente la importante evolución computacional de las siguientes décadas, hasta permitir que el espectro de un compuesto sea procesado, comparado y clasificado por un programa informático en cuestión de segundos [3].

Esta combinación de prestaciones y velocidad de procesamiento han convertido la espectrometría de transformada de Fourier en una de las técnicas de recuperación espectral más utilizadas en nuestros días, no sólo en laboratorios especializados, sino como una herramienta estándar de diagnóstico tanto a nivel científico como industrial. Uno de los hitos claves en el éxito de esta tecnología fue la comercialización, en el año 1969, del primer espectrómetro de transformada de Fourier en el infrarrojo medio ( $2.5\ \mu\text{m}$  -  $50\ \mu\text{m}$ ) [2]. Los espectrómetros tradicionales dedicados a este rango frecuencial estaban basados en elementos dispersivos. Comúnmente conocidos como espectrómetros infrarrojos convencionales, se comercializaron por primera vez en 1940 incorporando prismas como elementos dispersivos y posteriormente en 1950 incorporando redes de difracción [1]. Frente a estas tecnologías de resolución limitada, los espectrómetros FT proporcionaron una resolución de más de  $2\ \text{cm}^{-1}$ , siendo clave en el desarrollo de múltiples aplicaciones como el análisis de compuestos complejos o de sistemas dinámicos, la microespectrometría o la espectroscopía biológica y biomédica [2].

La selección de la banda espectral del infrarrojo medio se debe tanto a las limitaciones tecnológicas tradicionales para adaptar los instrumentos ópticos a otros rangos espectrales, como a la concentración de frecuencias de absorción basadas en la vibración de los átomos y moléculas de interés por su interacción con la radiación electromagnética [1], [2], [5]. No obstante, el estudio del espectro infrarrojo de un compuesto no siempre es suficiente para clasificarlo de forma unívoca, motivo por el que en ocasiones se combina con otras técnicas de análisis espectral como la cromatografía, la espectrometría de masas o la espectrometría de resonancia magnética y nuclear (NMR), entre otras [1].

El avance tecnológico sufrido a lo largo de los últimos 50 años ha aumentado la aplicabilidad de la espectrometría de transformada de Fourier a otros rangos del espectro, desde el infrarrojo cercano y lejano, al visible o ultravioleta (UV) [2], [3], [29]. Este éxito llevó asimismo al desarrollo de nuevas variantes de espectrómetros FT, como los interferómetros con inclinación compensada [38]-[45], los interferómetros con refractividad escaneada [46]-[48] o los interferómetros de polarización [49]-[52], entre otros. Todos estos avances han convertido a la espectrometría de transformada de Fourier en una de las técnicas más utilizada hasta la fecha para tareas de clasificación, detección o identificación de compuestos en áreas tan diversas como la industria química y bioquímica, las ciencias ambientales, la medicina o la astrofísica [1]-[3].

### 2.1.2. Ventajas de la espectrometría interferencial

La Fig. 2.1 presenta la diferencia clave de funcionamiento entre los espectrómetros dispersivos convencionales y los espectrómetros interferenciales FT. El esquema básico de funcionamiento de un espectrómetro dispersivo convencional se puede ver en la Fig. 2.1 (a). En este caso, la muestra bajo análisis se ilumina con la radiación procedente de una fuente continua de densidad espectral conocida,  $B_0(\sigma)$ , donde  $\sigma$  es el número de onda. La muestra absorbe cierta energía de la radiación incidente y su salida, con una densidad espectral a medir,  $B(\sigma)$ , se conduce hacia un monocromador. El monocromador contiene el elemento dispersivo (típicamente un prisma o una red de difracción) que dispersa la radiación emergente de la muestra en  $k$  componentes espectrales diferentes,  $B(\sigma_k)$ , con un determinado ancho espectral ( $\delta\sigma$ ). A la salida del monocromador, la radiación resultante se mide con un fotodetector, por lo que el espectro de la señal de entrada se caracteriza como una función de la intensidad ( $I$ ) de la señal eléctrica de salida frente al número de onda. El número de componentes espectrales que conforman el espectro, y por tanto la cantidad de información obtenida de la muestra, está determinado y limitado por el ancho de banda del monocromador y por el ancho espectral del elemento dispersivo. La resolución será por tanto mayor cuanto menor sea el ancho espectral del elemento dispersivo. Nótese asimismo que en los espectrómetros dispersivos cada análisis espectral requiere de la medición independiente de cada componente del espectro, lo que aumenta considerablemente el tiempo de medida. Estas limitaciones de resolución y tiempo de

medida se superan precisamente con los espectrómetros de transformada de Fourier, cuyo funcionamiento se ilustra en la Fig. 2.1 (b).

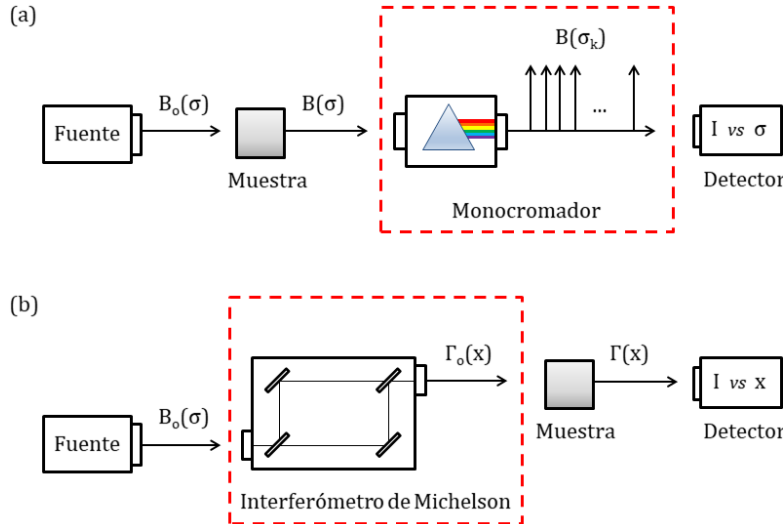


Fig. 2.1. Esquema de un espectrómetro tradicional basado en el fenómeno de (a) dispersión y (b) interferometría, donde  $B$  corresponde a la densidad espectral,  $\sigma$  al número de onda,  $\Gamma$  al interferograma,  $x$  a la diferencia de camino óptico e  $I$  a la corriente eléctrica. El recuadro rojo corresponde, respectivamente, al elemento dispersivo que separa la densidad espectral incidente en función de su número de onda, y al interferómetro que genera una señal de salida en función de la diferencia de caminos ópticos.

En el caso de los espectrómetros FT, la radiación procedente de la fuente continua se introduce primero en el interferómetro. La señal de salida del interferómetro es por lo tanto un interferograma inicial  $\Gamma_o(x)$ , formado por la respuesta del interferómetro con la variación de la diferencia de caminos ópticos entre los dos brazos del mismo,  $x$ . Dicha señal incide entonces sobre la muestra, que absorbe parte de la energía, generando un interferograma a medir,  $\Gamma(x)$ , que se mide posteriormente en el fotodetector. Es decir, en este caso, cada valor de la intensidad de la señal eléctrica de salida no representa valores asociados a componentes frecuenciales específicas, sino que conforma un interferograma en función de la diferencia de camino óptico del interferómetro (como se explicará en detalle en el epígrafe 2.1.3). A partir de este interferograma, es necesario realizar un procesamiento matemático basado en la transformada de Fourier para recuperar el espectro de la señal de entrada.

Una de las principales ventajas de los espectrómetros de FT sobre los espectrómetros dispersivos es que los interferogramas que generan contiene las contribuciones de todas las frecuencias. Esta ventaja es conocida como ventaja de Fellgett [53] o *multiplex*. La segunda ventaja importante de estos dispositivos se denomina *throughput* (también conocido como *étendue*) o ventaja de Jacquinot [54]. El *throughput* o rendimiento óptico es una medida de la cantidad de luz que aprovecha el sistema, es decir, de la cantidad de luz procedente de la fuente que llega al detector a la salida. Cuanto mayor sea el rendimiento óptico, mayor será la intensidad de la señal dentro del espectro recuperado. Puesto que los espectrómetros FT no introducen elementos dispersivos con pérdidas de energía (redes de difracción,



rendijas o prismas), tienen un rendimiento óptico mucho mayor. Además, los espectrómetros de transformada de Fourier permiten tanto soluciones basadas en elementos móviles [55]-[57], como configuraciones espacialmente heterodinas en las que todas las componentes espectrales se miden de manera simultánea [58], [59], como se detallará en epígrafes posteriores de este capítulo.

Con el fin de cuantificar las anteriores ventajas respecto a los espectrómetros dispersivos, consideremos la relación señal ruido de la medida ( $SNR$ ), que resulta de dividir la potencia útil de la señal respecto al ruido y los artefactos generados por el sistema:

$$SNR = \text{Potencia de señal} / \text{Potencia de ruido} \quad (2.1)$$

Para expresar la ventaja de Fellgett, supongamos que el tiempo necesario para medir un espectro (es decir, un conjunto de  $k$  componentes espectrales entre dos frecuencias determinadas) utilizando un espectrómetro dispersivo es  $t_D$ . El tiempo, por tanto, para medir una única componente espectral será  $t_D/k$  y su relación señal-ruido,  $SNR_D$ , será proporcional a  $(t_D/k)^{1/2}$  [5]. Por el contrario, en el caso del espectrómetro FT, todas las componentes espectrales se miden simultáneamente en un tiempo  $t_{FT}$ . De este modo, la relación señal-ruido en espectrómetros FT ( $SNR_{FT}$ ) es proporcional a  $(t_{FT})^{1/2}$  [5]. Ahora bien, hay dos modos de ver la ventaja de Fellgett en términos cuantitativos. Si suponemos que la calidad de las técnicas es la misma, es decir, que la relación señal-ruido de ambos espectrómetros es igual,  $(t_D/k)^{1/2} = (t_{FT})^{1/2}$ , entonces el tiempo necesario para medir un espectro con el espectrómetro dispersivo es  $k$  veces el tiempo requerido por el de Fourier. Si por el contrario suponemos que el tiempo de medida es el mismo, el espectrómetro FT tiene una ganancia en SNR respecto al dispersivo de  $\sqrt{k}$ :  $SNR_{FT} = \sqrt{k} SNR_D$ .

En cuanto a la ventaja de Jaquinot, es decir, la reducción de pérdidas al evitar elementos dispersivos, el rendimiento óptico de los espectrómetros FT se ha cuantificado en más de dos órdenes de magnitud respecto a los sistemas dispersivos convencionales [4]. Esto supone también relaciones señal-ruido 100 veces superiores, una gran ventaja sobre otro tipo de espectrómetros, sobre todo en aplicaciones en campos como la astronomía donde es necesario medir espectros de fuentes muy débiles.

Finalmente, otra importante ventaja de los espectrómetros FT respecto a sus equivalentes dispersivos es la ventaja de Connes [60], [61] o de precisión de la longitud de onda. En ambos casos, es necesario utilizar una fuente láser de espectro conocido como fuente de emisión del espectrómetro para la correcta y precisa calibración de la escala de longitudes de onda. Sin embargo, al distribuir la información espectral en el plano FT y evitar los movimientos mecánicos de las redes de difracción o equivalentes, se facilita una calibración más rápida, precisa y estable.

La combinación de estos tres principios básicos (Fellgett, Jaquinot y Connes) derivan a su vez en múltiples ventajas adicionales que hacen de la espectrometría FT la técnica más usada en aquellas investigaciones que requieren una gran precisión y sensibilidad espectral, especialmente en la medida de picos de absorción:

- Gran poder de resolución y reproducibilidad en la medida del número de onda, y por lo tanto de los picos del espectro.
- Mayor sensibilidad y menor nivel de ruido, importante para la detección de picos pequeños y determinación de las concentraciones en la muestra.
- Aumento de la velocidad de escaneo, únicamente limitada por el movimiento mecánico de los elementos ópticos del sistema.
- Amplio rango de números de onda.
- Resolución constante en toda la región espectral bajo estudio (al contrario que en arquitecturas dispersivas).
- Componentes ópticos de bajo coste.
- Dispositivos más compactos y ligeros.

Todas estas ventajas hacen que muestras que anteriormente eran consideradas intratables, actualmente puedan ser estudiadas con gran precisión. Sin embargo, los espectrómetros FT también cuentan con una importante desventaja: la presencia de artefactos. Es decir, al requerir un procesamiento matemático de los interferogramas, es posible que aparezcan picos o artefactos que no representen características de los medios físicos atravesados por la luz (p.ej. picos del vapor de agua o dióxido de carbono presentes en la atmósfera), sino que se generen por procesamiento matemático del ruido de fondo. Resulta por lo tanto de vital importancia contar con un modelo matemático de recuperación espectral resiliente y bien calibrado.

Además, si bien se evitan rotaciones de prismas, redes de difracción, etc., los espectrómetros FT tradicionales siguen requiriendo de movimientos mecánicos de espejos para implementar las diferencias de caminos ópticos de su interferómetro. La resolución máxima alcanzable depende por lo tanto de la longitud física del dispositivo, que también afectará al tiempo de adquisición de la medida. Igualmente, al aumentar la resolución, se torna más crítico conservar un alto grado de estabilidad en el sistema (condiciones ambientales, vibraciones, alineamiento etc.), que no se puede garantizar en ambientes no controlados, es decir, fuera del laboratorio. Además, dicha estabilidad se ve críticamente afectada por su uso prolongado en el tiempo, debido principalmente al deterioro y/o desalineamiento óptico de sus componentes, imponiendo la necesidad de un mantenimiento y realineación periódicos, que puede suponer un alto coste en algunos tipos de aplicaciones como las de naturaleza espacial.

### 2.1.3. Modelo teórico y recuperación espectral

Para explicar en detalle el funcionamiento de los espectrómetros FT, partamos de un interferómetro de Michelson, representado esquemáticamente en la Fig. 2.2. El interferómetro cuenta con dos brazos delimitados por espejos, uno fijo y otro móvil, así como con un divisor de haz con una relación ideal de reflexión/transmisión del 50/50. Consideremos inicialmente como señal bajo análisis una fuente de contenido espectral arbitrario en el rango de operación del interferómetro. El divisor divide el haz incidente (señal bajo análisis) entre los dos brazos, y lo recombina tras su reflexión en los espejos. Por simplicidad, consideraremos que ambos espejos son planos y perpendiculares entre sí, si bien existen topologías con ángulos más

pequeños entre los espejos, reduciendo el tamaño del divisor de haz y los costes de fabricación, y también aumentando el rendimiento óptico [2].

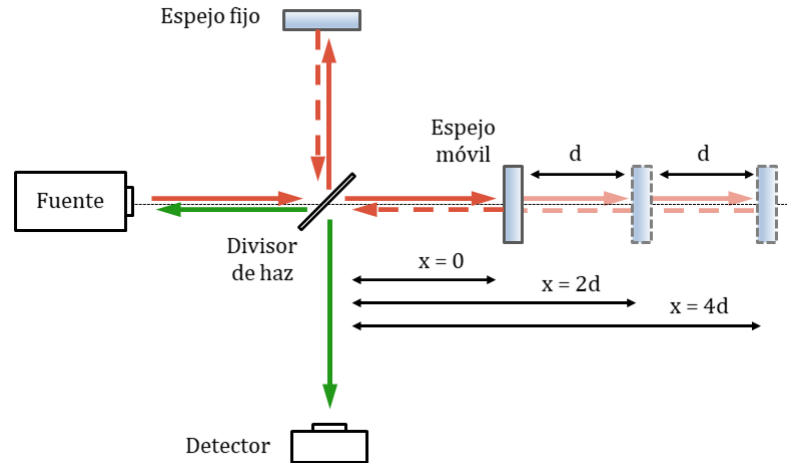


Fig. 2.2. Esquema del interferómetro de dos haces de Michelson. La distancia física recorrida por el espejo móvil es  $d$ , mientras que  $x$  corresponde a la diferencia de camino óptico entre ambos brazos.

La intensidad de la señal de salida, medida a lo largo del tiempo por un fotodetector, dependerá por lo tanto de la diferencia de camino óptico entre los dos haces, representada por  $x$ . Es decir, la señal medida depende de la diferencia de distancia que recorren los haces de cada brazo antes de la interferencia y, por tanto, de la diferencia relativa entre las posiciones de los espejos. Cuando el espejo fijo y el móvil son equidistantes al divisor de haz, se cumple la condición de diferencia de camino óptico cero (ZPD),  $x=0$ , en la que ambos haces están completamente en fase y la interferencia es constructiva. Sin embargo, cuando el espejo móvil se desplaza una distancia  $d$ , se genera una diferencia de camino óptico entre los brazos de  $x=2d$ , ya que el haz recorre la distancia  $d$  en su ida hacia el espejo y en su vuelta hacia el divisor de haz.

Consideremos ahora que la fuente de entrada es un haz monocromático con longitud de onda central  $\lambda_0$ . Las interferencias constructivas tendrán lugar, por tanto, cuando los dos haces se encuentren en fase, lo que ocurre cuando la diferencia de camino óptico es un múltiplo entero ( $n$ ) de dicha longitud de onda central según la relación:

$$x = n\lambda_0 \quad (2.2)$$

Nótese que  $\lambda_0 = 1/\sigma_0$ , dónde  $\sigma_0$  corresponde al número de onda central.

Consecuentemente, la interferencia destructiva se produce cuando ambos haces se encuentran en oposición de fase, lo que sucede para diferencias de camino óptico dadas por:

$$x = (n + 1/2)\lambda_0 \quad (2.3)$$

Escaneando las distintas posiciones del espejo móvil se implementa una diferencia de camino óptico variable entre los dos brazos del interferómetro que da lugar a un interferograma (i.e. un patrón de interferencia) en función de  $x$  (ver Fig. 2.3). Dicho interferograma será dependiente de la longitud de onda, presentando máximos para aquellas diferencias de camino óptico en las que la interferencia sea constructiva (Ec. (2.2)) y mínimos en las destructivas (Ec. (2.3)).

Más específicamente, la intensidad del haz medida por el fotodetector,  $I(x)$ , como función de la diferencia de camino óptico es una señal eléctrica con forma cosenoidal dada por:

$$I(x) = 0.5I(\sigma_0)(1 + \cos 2\pi \sigma_0 x) \quad (2.4)$$

La intensidad es máxima e igual a  $I(\sigma_0)$  cuando  $x = n\lambda_0$  (Ec. (2.2)). Sin embargo, en las medidas espectrométricas únicamente la componente modulada es de interés, lo que se conoce como interferograma:

$$\Gamma(x) = 0.5I(\sigma_0) \cos 2\pi \sigma_0 x \quad (2.5)$$

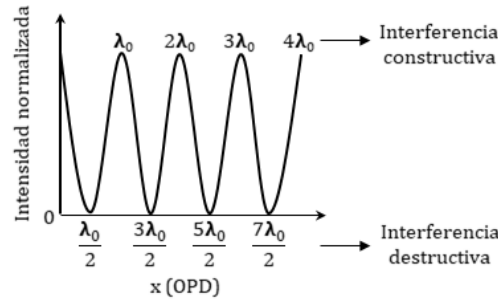


Fig. 2.3. Ejemplo esquemático de un interferograma, intensidad medida por un interferómetro de Michelson en función de la diferencia de camino óptico entre sus dos brazos.

En un caso no ideal, es necesario incorporar a este modelo la eficiencia del divisor de haz y la responsividad del fotodetector, factores que afectan a la amplitud del interferograma detectado. Introduciendo un factor de corrección dependiente de la longitud de onda,  $H(\sigma_0)$ , y la responsividad del detector,  $G(\sigma_0)$ , la Ec. (2.5), toma la forma:

$$\Gamma(x) = B(\sigma_0) \cos 2\pi \sigma_0 x \quad (2.6)$$

dónde  $B(\sigma_0)$  es la densidad espectral equivalente de la fuente para un número de onda  $\sigma_0$  y es igual a  $0.5H(\sigma_0)G(\sigma_0)I(\sigma_0)$ .

A partir de la ecuación del interferograma para una fuente monocromática (Ec. (2.6)), podemos obtener el interferograma para una señal arbitraria (densidad espectral equivalente  $B(\sigma)$ ) como la suma de los interferogramas de cada una de sus componentes espectrales:

$$\Gamma(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma \quad (2.7)$$

Matemáticamente, la ecuación del interferograma (Ec. (2.6)) es la transformada de Fourier del coseno de la densidad espectral equivalente de la fuente. Por tanto, el espectro de emisión se calcula a partir del interferograma como la transformada de Fourier del coseno inversa (véanse ejemplos para una señal monocromática y para una señal policromática en la Fig. 2.4).

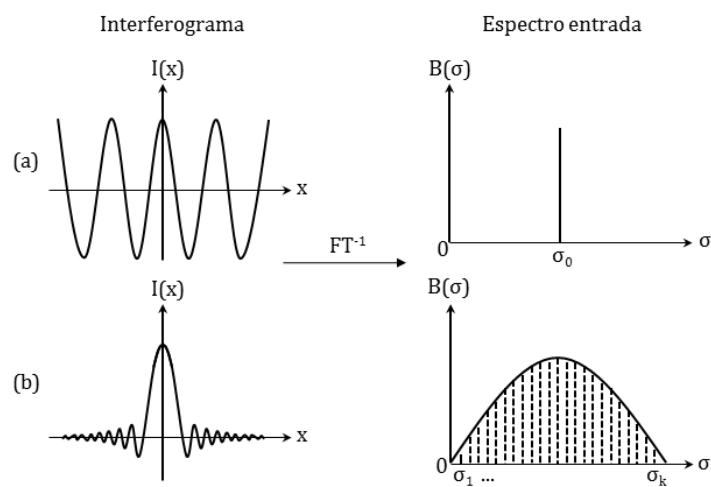


Fig. 2.4. Ejemplo de interferograma y su correspondiente espectro para una señal de entrada (a) monocromática y (b) policromática.

Por tanto, y dado que el interferograma es simétrico respecto al punto de OPD nulo y su función por tanto par, el espectro de entrada se puede obtener a través de:

$$B(\sigma) = 2 \int_0^{+\infty} \Gamma(x) \cos 2\pi\sigma x dx \quad (2.8)$$

## 2.2. Espectrometría de transformada de Fourier espacialmente estacionaria

### 2.2.1. Introducción

A pesar de las ventajas aportadas respecto a sus equivalentes dispersivos, la dependencia temporal propia del proceso de medida interferométrico imposibilita la utilización de espectrómetros FT en aplicaciones dinámicas como el estudio de reacciones químicas. Asimismo, el uso de elementos mecánicos dificulta su integración en sistemas de difícil recalibración, como instrumentación espacial. Finalmente, su gran poder de resolución constituye una de sus más sobresalientes ventajas, pero también implica la necesidad de mantener un grado de estabilidad

ambiental y alineamiento mecánico muy altos. Estas rigurosas condiciones han supuesto una barrera para el desarrollo de la espectrometría convencional de FT a longitudes de onda cortas o en ambientes poco controlados.

Para beneficiarse de las ventajas de la espectrometría de FT convencional, pero, a su vez, dar solución a sus limitaciones, surge la espectrometría de transformada de Fourier estacionaria o espacialmente heterodina [28]. El principal distintivo de esta tecnología es que no requiere ningún elemento móvil para realizar la medida interferométrica, sino que el interferograma se genera de manera instantánea, quedando su información resuelta espacialmente. Es decir, todas las medidas interferométricas, equivalentes a las diferentes posiciones del espejo móvil, se realizan en paralelo, de forma simultánea [11], [62], [63]. En lugar de disponer de una única salida que mide una señal temporalmente variante a medida que recorremos con el espejo móvil la línea de retardo óptico del interferómetro, se mide de forma simultánea un conjunto de salidas estacionarias, cada una de ellas correspondiente a una diferencia de camino óptico fija. La eliminación de los elementos móviles dota al sistema de una mayor estabilidad, evita la necesidad de realineamientos mecánicos y posibilita su uso en aplicaciones dinámicas [11].

### 2.2.2. Configuración básica

Las primeras demostraciones de la SHFT en óptica de espacio libre se implementaron utilizando una configuración modificada del interferómetro de Michelson [28], [29], [64]. En esta configuración, tanto el espejo móvil como el espejo fijo que incluye el interferómetro de Michelson convencional (Fig. 2.2) se sustituyen por dos espejos fijos inclinados un ángulo  $\alpha$  con respecto a la dirección de propagación del haz (Fig. 2.5). La luz procedente de la fuente bajo análisis es colimada y separada en dos haces a través de un divisor de haz. Estos dos haces son reflejados en los dos espejos fijos, generando dos frentes de ondas fuera de eje que vuelven a combinarse en el divisor de haz, formando un patrón de interferencia estacionario.

La diferencia de camino óptico,  $x$ , entre los dos frentes de ondas fuera de eje viene dada por la siguiente ecuación [29]:

$$x \approx 4\alpha(\gamma + L_m\beta) \quad (2.9)$$

dónde  $\gamma$  es la coordenada en el plano de detección,  $L_m$  es la distancia entre los espejos y el plano de detección y  $\beta$  es el ángulo de inclinación del rayo fuera de eje.

En el caso de una fuente monocromática, el interferograma resultante es un patrón estacionario periódico, con un periodo definido por la longitud de onda de entrada. Este interferograma espacial contiene información discretizada correspondiente a cada diferencia de camino óptico y es medido a través de un *array* de fotodetectores. En el caso de una señal arbitraria formada por múltiples componentes espectrales, cada una de las componentes dará lugar a un interferograma parcial con un periodo concreto. El interferograma final estará formado por la suma de todos estos interferogramas parciales o, lo que es lo mismo, la suma de todas las componentes de Fourier. Este interferograma contiene, por tanto, información interferométrica espacialmente distribuida de la densidad espectral de la señal de entrada que se puede recuperar mediante la transformada de Fourier del coseno del interferograma:

$$B(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\gamma) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \gamma\right) d\gamma \quad (2.10)$$

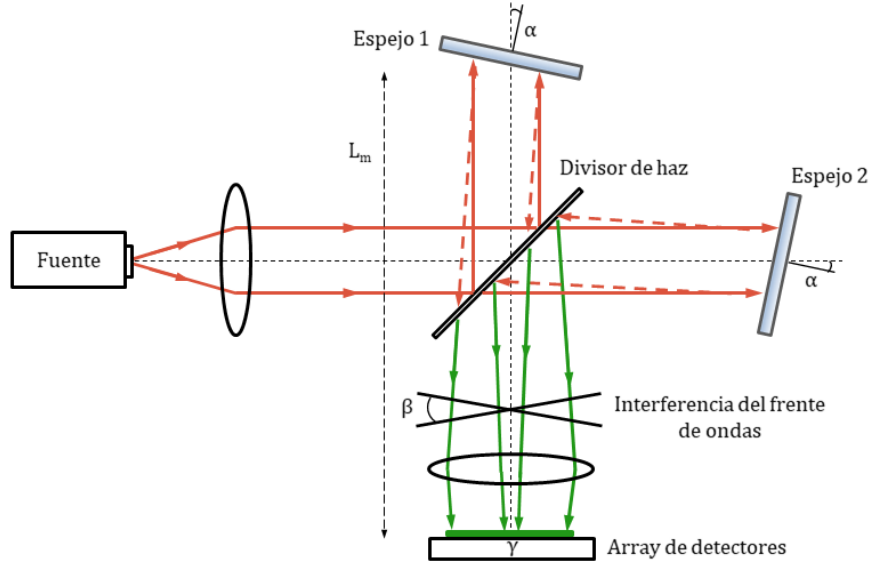


Fig. 2.5. Esquema del primer espectrómetro SHFT basado en una configuración modificada del interferómetro de Michelson.  $\alpha$  corresponde al ángulo formado por los espejos y la dirección de propagación del haz,  $\beta$  es el ángulo de inclinación del rayo fuera del eje,  $\gamma$  es la coordenada en el plano de detección y  $L_m$  es la distancia entre los espejos y el plano de detección.

La configuración de Michelson para el espectrómetro estacionario está caracterizada por el poder de resolución ( $R$ ) y por el rendimiento óptico ( $E$ ), que se definen, respectivamente, como [64]:

$$R = \frac{z_{opt}}{2.4 \sqrt{\Omega \pi}} \quad (2.11)$$

$$E = \frac{T(\lambda) A_c}{3.4 \pi R^2} \quad (2.12)$$

dónde  $z_{opt}$  es un valor óptimo que se obtiene maximizando la relación señal-ruido del interferograma,  $\Omega$  es el ángulo sólido sostenido por la apertura circular de la fuente de emisión en la lente colimadora,  $A_c$  es la apertura del espectrómetro y  $T$  es la transmitancia del espectrómetro.

### 2.2.3. Variantes

El funcionamiento como espectrómetro estacionario del interferómetro de Michelson con espejos inclinados ha sido demostrado por varios autores [28], [64]. Sin embargo, esta configuración produce un pequeño desplazamiento del origen del plano de detección de los interferogramas formados por pares coherentes de puntos de los frentes de ondas. Es decir, la posición relativa entre las fuentes virtuales

depende de la posición de la fuente de emisión, lo que hace que las franjas de interferencia no tengan la misma inclinación, especialmente en fuentes de emisión espacialmente extensas. En la Fig. 2.6 se muestra el esquema general de un interferómetro Mach Zehnder convencional, en el que el haz procedente de la fuente de emisión se separa en dos por un divisor de haz 50/50, y cada uno de ellos se dirige hacia un espejo fijo inclinado  $45^\circ$  respecto a la dirección de propagación. Los haces se reflejan y recombinan de nuevo a la salida por medio de un segundo divisor de haz, produciéndose la interferencia en el plano de detección.

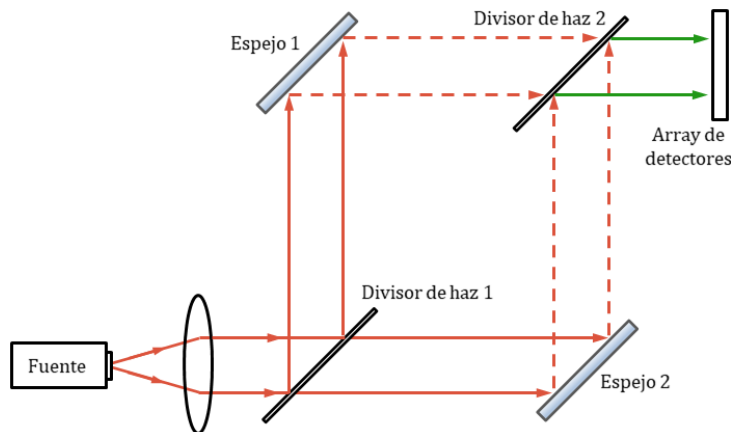


Fig. 2.6. Esquema del interferómetro Mach-Zehnder convencional.

Para compensar el desplazamiento del interferograma con respecto al plano de detección, existen distintas propuestas que utilizan variantes de interferómetros Mach Zehnder. A partir de esta configuración básica, se han desarrollado variantes en las que se modifica el número y/o la posición de los espejos y los divisores de haz. En la Fig. 2.7 (a) se muestra un espectrómetro de FT espacialmente heterodino que utiliza la configuración del MZI convencional de la Fig. 2.6 ligeramente modificada, incluyendo un tercer espejo para eliminar el segundo divisor de haz [29]. El segundo ejemplo, mostrado en la Fig. 2.7 (b), utiliza luz no colimada a la entrada y juega con las posiciones de tanto los espejos como los divisores de haz, incorporando, además, una lente a la salida del dispositivo para converger la luz [65]. El tercer MZI modificado, Fig. 2.7 (c) utiliza también luz no colimada, incorpora un tercer espejo y elimina el segundo divisor de haz. Al contrario que en los dos primeros ejemplos, en esta configuración las franjas de interferencia son muy finas en la región del visible por lo que se necesita una lente más grande con una distancia focal larga, tal y como se esquematiza en la imagen [65]. Estas propuestas compensan el desplazamiento del interferograma modificando ligeramente la posición de las fuentes virtuales. Otras propuestas incluyen, por ejemplo, la configuración de doble espejo mostrada en la Fig. 2.7 (d) [29]. En esta configuración no se utilizan divisores de haz, sino únicamente dos espejos inclinados un cierto ángulo de signo opuesto, y produce fuentes virtuales con un cierto ángulo relativo entre ellas y un espaciado variable de los pares de puntos coherentes. Como consecuencia, el tamaño de la fuente aumenta, lo que reduce la visibilidad del interferograma. Sin embargo, al contar con menos componentes ópticos que las otras alternativas, es una configuración menos restrictiva y más fácil de alinear.



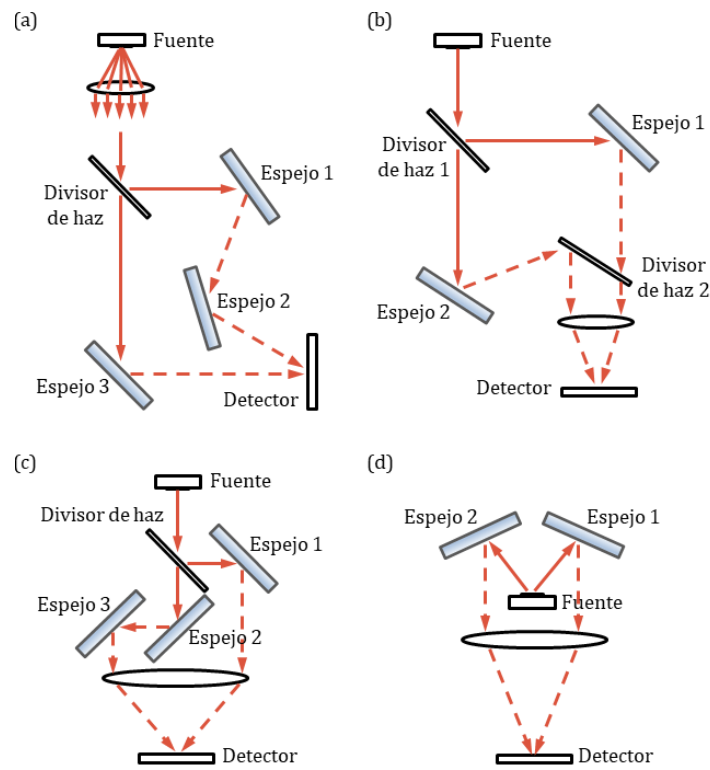


Fig. 2.7. Esquemas de distintas configuraciones del interferómetro Mach-Zehnder convencional modificado (a)-(c) y configuración de doble espejo (d).

En todas las configuraciones presentadas anteriormente, tanto en las basadas en interferómetros de Michelson (Fig. 2.5) como Mach Zehnder (Fig. 2.6 y Fig. 2.7), los haces que producen la interferencia recorren distintos caminos en brazos independientes. En consecuencia, cada haz se ve afectado de manera distinta por las condiciones externas (turbulencias y vibraciones), siendo este problema especialmente crítico en la región del visible y del ultravioleta. Una alternativa para compensar esta sensibilidad del interferograma a las condiciones externas es el uso de espectrómetros estacionarios basados en el interferómetro de Sagnac o de camino común (Fig. 2.8) [66]-[69]. En esta configuración el haz de entrada se divide en dos por un divisor de haz, y los dos haces resultantes se reflejan en el mismo conjunto de espejos, realizando el mismo camino en sentidos opuestos.

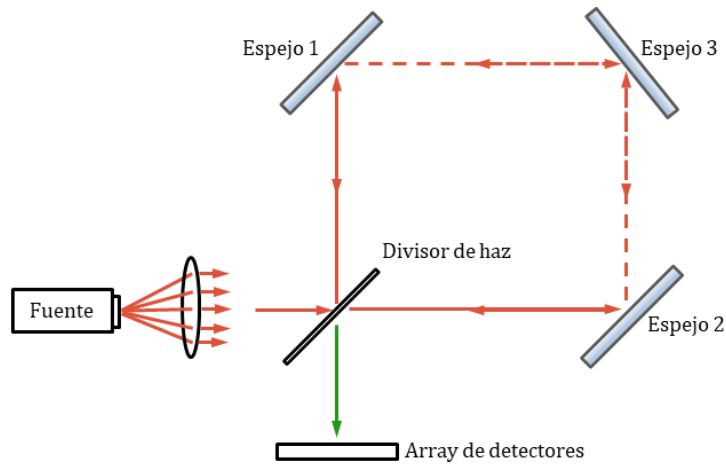


Fig. 2.8. Esquema del funcionamiento del interferómetro de Sagnac o de camino común.

En la Fig. 2.9 se pueden ver ejemplos de dos modificaciones del interferómetro de Sagnac funcionando como espectrómetros estacionarios. En la Fig. 2.9 (a) [65], [67], [70] se utiliza una configuración de tres espejos, que se conoce como configuración triangular. La configuración triangular no se ve afectada por el tamaño de la fuente extensa debido principalmente a que el espaciado entre los distintos pares coherentes es constante y al paralelismo de las fuentes virtuales de la luz no colimada. En la Fig. 2.9 (b) [66] se presenta una segunda variante con un espejo adicional que genera una trayectoria cuadrada. En ambos casos, los dos haces recorren el mismo camino físico en sentidos opuestos, compensándose en gran medida las desviaciones producidas por perturbaciones externas.

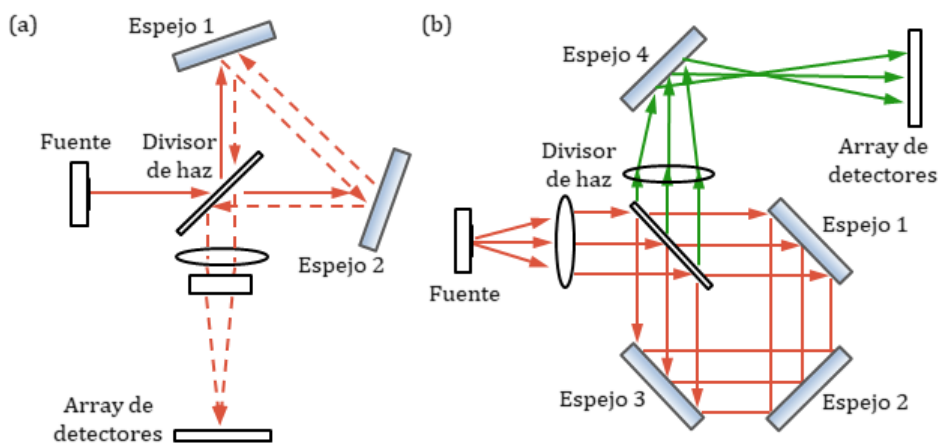


Fig. 2.9. Esquema del interferómetro de Sagnac modificado con una configuración triangular (a) y cuadrada (b).

La configuración de Sagnac permite además la realización de diseños monolíticos [68], [71], reduciendo aún más la sensibilidad a desalineamientos por variación térmica, vibraciones, desplazamientos mecánicos o estrés. Finalmente, la arquitectura de camino común puede implementarse mediante técnicas basadas en birrefringencia, manteniendo las ventajas de tolerancia a perturbaciones externas, reduciendo el tamaño del sistema y evitando el uso de divisores de haz y espejos [72].

### 2.2.4. Extensión al ultravioleta para aplicaciones en astrofísica

Los espectrómetros de FT espacialmente heterodinos han sido de especial utilidad para espectrometría en el UV en el campo de la astrofísica. En este ámbito, los principales espectrómetros estacionarios desarrollados están basados en el interferómetro de Michelson, sustituyendo los espejos inclinados por una combinación de redes de difracción inclinadas y prismas en ambos brazos del interferómetro [62], [63]. Esta configuración puede verse en la Fig. 2.10. Las redes de difracción están inclinadas un ángulo  $\theta_L$  con respecto a la dirección de propagación del haz, mientras que los prismas rotan la imagen generada por las redes de tal forma que aparezca normal al eje óptico del sistema, aumentando así el campo de visión.

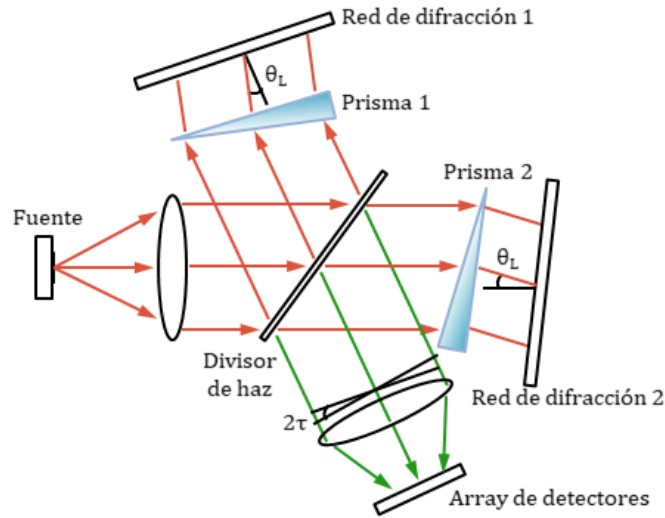


Fig. 2.10. Esquema del espectrómetro SHFT basado en el interferómetro de Michelson modificado, en el que los espejos inclinados son sustituidos por redes de difracción.

$\theta_L$  se denomina ángulo de Littrow y es el ángulo para el cuál a una longitud de onda específica, llamada longitud de onda de Littrow, los frentes de ondas se recombinan a la salida del interferómetro completamente en fase, formando una interferencia constructiva. Sin embargo, para una longitud de onda ligeramente diferente los dos frentes de ondas presentan una diferencia de fase variable, siendo máxima en los extremos y nula en el centro, formando un patrón de franjas de Fizeau. La frecuencia espacial de las franjas es dependiente del número de onda de acuerdo con la ecuación de la red de difracción [29], [63]:

$$\sigma[\sin \theta_L + \sin(\theta_L - \tau)] = \frac{m}{d} \quad (2.13)$$

dónde,  $\tau$  es el ángulo de inclinación del frente de ondas,  $m$  es el orden de difracción, y  $d$  es el periodo de las redes. La frecuencia espacial,  $f_\nu$ , de las franjas a lo largo del plano de la imagen viene dada por:

$$f_\nu = 2\sigma \sin \tau \approx 4(\sigma - \sigma_L) \tan \theta_L \quad (2.14)$$

dónde  $\sigma_L$  es el número de onda de Littrow, para el cuál  $\tau=0$ .

Para una señal de entrada arbitraria con una densidad espectral dada por  $B(\sigma)$ , la intensidad de la señal en el plano imagen a la salida del interferómetro, es decir el interferograma, viene dada por:

$$\Gamma(\gamma) = \int_0^\infty B(\sigma) [1 + \cos\{2\pi[4(\sigma - \sigma_L)\gamma \tan \theta_L]\}] d\sigma \quad (2.15)$$

A partir de la ecuación anterior, el espectro de la señal de entrada se puede recuperar utilizando la transformada de Fourier del coseno del interferograma.

El poder de resolución de este espectrómetro estacionario con redes de difracción y prismas viene dado por [63]:

$$R = R_0 \left( 1 - \lambda \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \frac{n}{n^2 - 1} \right) \quad (2.16)$$

dónde  $n$  corresponde al índice de refracción del prisma y  $R_0$  es el máximo poder de resolución alcanzable que viene dado por:

$$R_0 = 4W\sigma \sin \theta_L \quad (2.17)$$

dónde  $W$  es el ancho de la red.

La espectrometría SHFT en el espacio libre con distintas modificaciones de esta configuración ha sido ampliamente utilizada en instrumentación espacial o atmosférica, principalmente como sensores remotos para la identificación y medición de concentraciones en distintas capas de la atmósfera terrestre o en el espacio. En 1992 Harlander et al [73] diseñaron un espectrómetro SHFT para la exploración de la emisión interestelar difusa en el UV lejano. En 2002 el mismo grupo realizó medidas en el UV cercano en las capas medias de la atmósfera [63]. Particularmente, realizaron medidas de la concentración de radicales hidroxilos OH, que conforman uno de los gases más reactivos de la atmósfera y permite el control de la concentración de metano, un potente gas de efecto invernadero. La Fig. 2.11 (a) muestra el diseño de dicho espectrómetro SHFT para medida de radicales OH en capas medias de la atmósfera, mientras que la Fig. 2.11 (b) presenta un diseño lanzado en el año 2006, en el pequeño satélite STPSat-1, para realizar medidas de estos mismos radicales en capas altas [74]. La Fig. 2.11 (c) muestra un espectrómetro SHFT presentado en 2009 para el estudio simultáneo del brillo y de la forma de las líneas de las emisiones moleculares y atómicas de fuentes astrofísicas extensas como cometas o planetas [69]. Finalmente, la Fig. 2.11 (d) presenta un prototipo de un satélite de reducido tamaño para la realización de medidas de la temperatura atmosférica en capas medias y altas, especialmente en la mesosfera y en la baja termosfera, a través de la observación de la banda A del  $O_2$  [75]. En este contexto, también los diseños monolíticos de los espectrómetros SHFT han demostrado sus grandes ventajas a través del SHIMMER (*Spatial Heterodyne Imager for Mesospheric Radicals*) con un funcionamiento exitoso tras su lanzamiento a la órbita terrestre en 2008 [76].

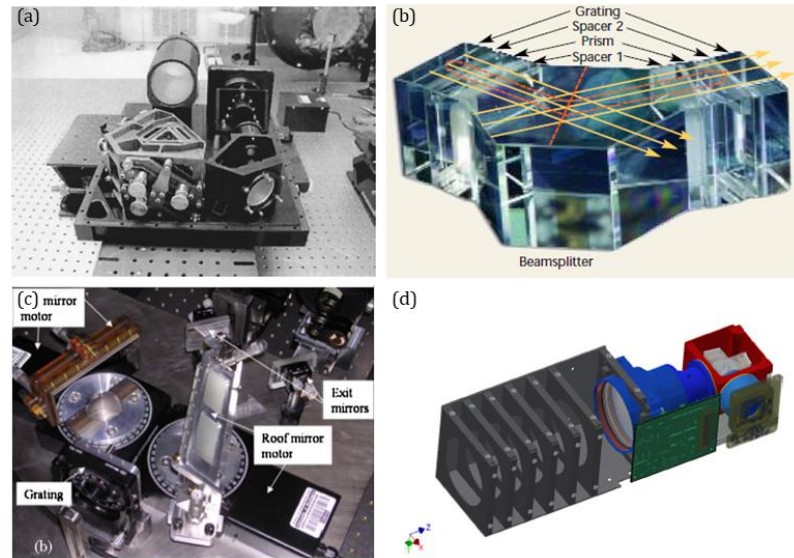


Fig. 2.11. Espectrómetros SHFT diseñados para la medida de la concentración de radicales hidroxilos OH en las capas (a) medias [63] y (b) altas [74] de la atmósfera, (c) el estudio del brillo y de la forma de las líneas de las emisiones moleculares y atómicas de fuentes astrofísicas extensas [69] y (d) la medida de la temperatura atmosférica en capas medias y altas [75].

Estos espectrómetros confirman tanto las ventajas de la espectrometría de transformada de Fourier espacialmente heterodina (estabilidad, tolerancia a vibraciones, estrés mecánico y cambios en las condiciones ambientales), como su aplicabilidad en investigaciones reales y prácticas. Sin embargo, estos dispositivos siguen siendo relativamente voluminosos, lo que limita sus escenarios de aplicación. Además, presentan distintas desventajas, incluyendo la dependencia del retardo óptico frente a la dispersión del haz respecto al eje óptico. Los espectrómetros estacionarios presentan también una limitación en su resolución espectral, debido principalmente a los espejos, redes de difracción y prismas, e incluso los píxeles del fotodetector. Por último, a pesar de que este tipo de espectrómetros cuentan con un mayor grado de estabilidad en comparación con otras soluciones tradicionales, todavía se implementan en espacio libre por lo que son susceptibles a desalineamientos y cambios en las condiciones externas.

## 2.3. Microespectrómetros integrados de transformada de Fourier

### 2.3.1. Fotónica de silicio

La óptica integrada ha demostrado en los últimos años un enorme potencial para miniaturizar sistemas ópticos complejos a la escala del chip. El mayor impulsor científico y económico de este crecimiento son las interconexiones ópticas, capaces de proporcionar soluciones compactas y eficientes que superan las limitaciones de ancho de banda y consumo energético de las clásicas comunicaciones basadas en cobre [77]-[79]. No obstante, la gran capacidad de miniaturización de estas

plataformas presenta también un enorme potencial en otras aplicaciones como espectrómetros integrados para medida de contaminantes, sensores bioquímicos *lab-on-a-chip*, o chips fotónicos para microsátélites o microdrones, entre muchos otros. En la Fig. 2.12 se muestra como ejemplo chips fotónicos de comunicaciones fabricados por empresas proveedoras de servicio como UST Global, IBM o GlobalFoundries.

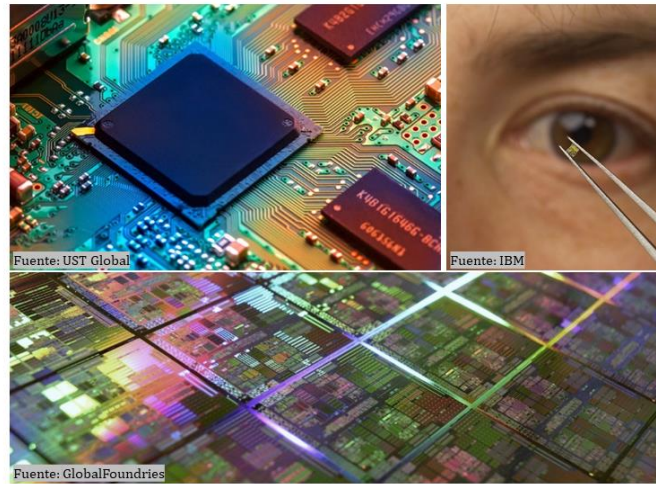


Fig. 2.12. Ejemplos de chips de semiconductor fabricados por empresas proveedoras de servicio como UST Global, IBM o GlobalFoundries.

Entre las plataformas tecnológicas utilizadas para la integración fotónica, destacan particularmente las plataformas basadas en silicio [80], [81] y las plataformas formadas por materiales semiconductores de los grupos III y V, principalmente el fosforo de indio (InP) [82], [83] y el arseniuro de galio (GaAs) [84] (Fig. 2.13). De entre ellas, la plataforma de Silicio sobre aislante proporciona el mayor contraste de índice de refracción, lo que genera un mayor confinamiento de modo y permite una mayor capacidad de integración. Además, la fabricación de chips fotónicos de silicio es compatible con los procedimientos previamente desarrollados para la electrónica de semiconductor complementario de óxido metálico (CMOS), reduciendo notablemente los costes de producción en masa de los dispositivos.

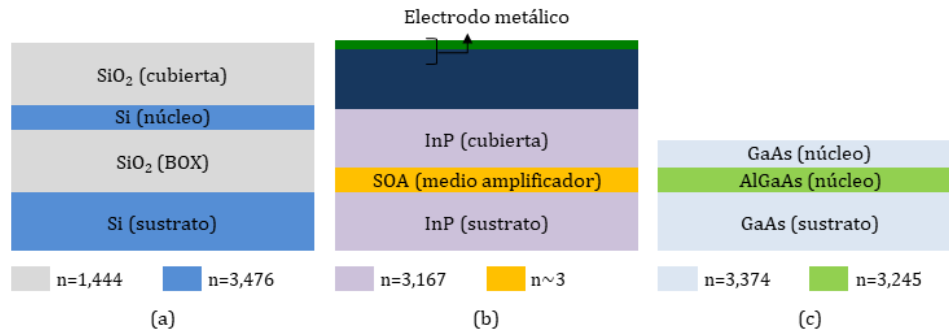


Fig. 2.13. Estructura genérica de capas de las plataformas SOI (a), particularizando para un revestimiento de SiO<sub>2</sub>, InP (b), donde SOA corresponde a un material amplificador y GaAs (c), particularizando para AlGaAs. Nótese que en las plataformas (b) y (c) las capas activas pueden estar formadas por materiales dopados o por un conjunto de capas de distintos materiales, según las necesidades concretas de cada caso.

La estructura de capas materiales típica de la plataforma SOI comprende una oblea de silicio base sobre la que se deposita una capa de dióxido de silicio que conforma el substrato inferior o BOX (buried oxide). Sobre dicho BOX se encuentra el núcleo de las guías de silicio, cubiertas a su vez por un revestimiento o substrato superior que puede variar desde SiO<sub>2</sub>, hasta polímeros como SU-8 o aire. Esta estructura de capas puede apreciarse en la Fig. 2.13 (a), y se caracteriza por presentar un alto contraste de índice ( $\Delta n_{\text{SOI}} \sim 2$  frente a  $\Delta n_{\text{InP}} \sim 0.3$ ), es decir, una elevada diferencia de índice de refracción entre las guías de onda de silicio ( $n_{\text{Si}}=3.476$  @  $1.55 \mu\text{m}$ ) y el recubrimiento y BOX de sílice ( $n_{\text{SiO}_2}=1.444$  @  $1.55 \mu\text{m}$ ). Esta propiedad da lugar a un gran confinamiento del modo óptico dentro de la guía de onda, lo que permite implementar radios de curvatura muy pequeños, del orden de unas pocas micras [85]. Este elevado confinamiento permite una integración muy densa de las guías de onda, ya que se pueden implementar guías adyacentes muy próximas evitando el acoplo entre ellas, y por tanto una reducción considerable del tamaño de los dispositivos [32]. Como ejemplo, la Fig. 2.14 presenta la distribución de campo, tanto para la polarización transversal eléctrica (a) como magnética (b), entendiéndose éstas como polarización horizontal y vertical, respectivamente, teniendo en cuenta el plano del chip, del modo óptico fundamental ( $\text{TE}_0$  y  $\text{TM}_0$ , respectivamente) que se propaga por una guía de onda monomodo en SOI de 450 nm de ancho y 220 nm de altura.

Como contrapartida, y al contrario que en plataformas III-V, la estructura de bandas del silicio dificulta la implementación de elementos activos como moduladores, fotodetectores o fuentes de luz láser [86]. Para la integración de elementos activos en silicio, es necesario recurrir a la integración de materiales activos como el germanio en silicio [87], [88], o a plataformas híbridas [89]-[91]. Además, el elevado contraste de índice de refracción de la plataforma también da lugar a una mayor birrefringencia [30], [31], sensibilidad a errores de fabricación [92], [93] y dificultad de acoplo a fibras [94]. Asimismo, las guías de onda de silicio presentan una elevada dependencia térmica [13], lo que en ciertas aplicaciones dificulta su integración en sistemas con estabilización térmica limitada. La mitigación o manejo de estos efectos resultará por lo tanto de vital importancia para el desarrollo de nuevas generaciones de dispositivos fotónicos integrados de altas prestaciones.



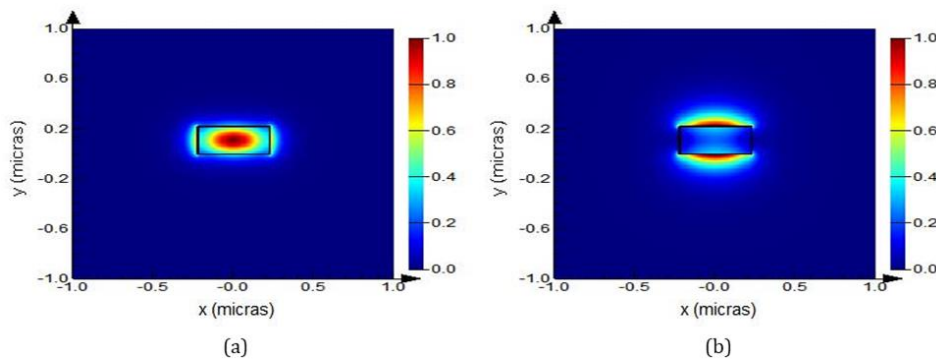


Fig. 2.14. Distribución de campo del modo fundamental transversal eléctrico ( $TE_0$ ) (a) y transversal magnético ( $TM_0$ ) (b) en una guía de onda monomodo de 450 nm de ancho y 220 nm de altura para el caso de la plataforma SOI, a una longitud de onda de 1550 nm.

### 2.3.2. Espectrómetros integrados dispersivos

El avance de la fotónica integrada también se ha visto reflejado en el desarrollo de espectrómetros integrados, con una alta resolución y un tamaño reducido, para una amplia gama de aplicaciones, desde comunicaciones ópticas, diagnóstico de enfermedades, sensado biológico y ambiental o sensado remoto para microsátélites [95]-[98]. Las arquitecturas más comunes son las basadas en elementos dispersivos de distintos tipos:

- *Arrayed waveguide gratings* (AWG) [99]-[102]. En este tipo de espectrómetro, el más habitual actualmente, el elemento dispersivo está formado por un *array* de guías de onda de longitudes linealmente crecientes (Fig. 2.15 (a)). En la entrada del dispositivo se utiliza un combinador, también llamado *free propagation region* (FPR), es decir, una guía de onda de gran anchura que expande la luz procedente de la guía de entrada iluminando el conjunto de guías de onda del *array*. La dispersión introducida por las diferencias de caminos genera una diferencia de fase relativa constante entre guías de onda adyacentes, siendo dicha diferencia dependiente de la longitud de onda. Esta estructura de fase genera un plano imagen curvo, también llamado círculo de Rowland, situado en el FPR de salida. Es decir, cada región espectral se focaliza en un punto diferente de la curva focal en el FPR de salida, siendo recogida por una de las guías de onda de salida. Esta estructura es la solución más utilizada actualmente para multiplexado en aplicaciones de comunicación [98], [103], pero tiene ciertas limitaciones en su uso como espectrómetro, como son la escalabilidad del FPR para lograr un aumento de resolución, la dificultad de caracterizar imperfecciones y desviaciones de manera independiente en cada guía del *array*, y un rendimiento óptico limitado por una única guía de onda monomodo de entrada.
- *Waveguide echelle gratings* (WEG). Son una alternativa más compacta a los AWG [104]-[107], en las que el elemento dispersivo es una red de difracción (Fig. 2.15 (b)). Una guía de onda de entrada acopla la luz a un FPR en cuyo interfaz exterior se graba la red de difracción. Esta red de difracción genera una estructura de fase similar al *array* del AWG, focalizando cada canal en una posición diferente del círculo de Rowland, en el que se ubican las guías de



onda de salida. Como contrapartida a su reducido tamaño, esta arquitectura es más sensible a los errores de fase, que pueden generar distorsiones del frente de ondas. Estos problemas se vuelven más limitantes para altas resoluciones, en los que el tamaño mínimo de rasgo a la hora de delimitar la red de difracción también supone una dificultad de implementación considerable. Además, las pérdidas del dispositivo están limitadas por la eficiencia de la red de difracción, imposibilitando además apodizar la red sin incurrir en pérdidas adicionales.

- *Curved sidewall gratings* (CSG) [108], [109]. El esquema de funcionamiento de este dispositivo es similar a las *echelle gratings* (Fig. 2.15 (c)), con la particularidad de que la red de difracción curva se graba en la pared lateral de la guía de onda de entrada, de tal manera que la luz no difractada no se pierde si no que permanece en la guía de onda difractándose en otro punto de la red. Al no producirse transmisiones espurias a través de la red, esta estructura permite reducir las pérdidas del sistema. Asimismo, la apodización de la red no genera pérdidas energéticas, puesto que la luz no difractada sigue transmitiéndose por la red. Esto permite optimizar el frente de ondas y el acoplo a las guías de salida. No obstante, el dispositivo sigue estando limitado por los errores de fase y el tamaño mínimo de rasgo de la red de difracción, así como por la escalabilidad del FPR, siendo estos factores especialmente críticos para estructuras de alta resolución.
- Microresonadores en anillo (RR) [110]-[112]. En este esquema, se implementa un *array* de resonadores en anillo, acoplados a lo largo de una única guía de onda de entrada (Fig. 2.15 (d)). La luz guiada por esta guía se acopla de forma progresiva a los distintos resonadores mediante acoplo direccional, estando cada anillo adaptado a una cierta frecuencia de resonancia. Los resonadores en anillo presentan un elevado factor de calidad  $Q$ , es decir, una elevada relación entre el pico de energía almacenado en el resonador en un ciclo de oscilación y la energía perdida por radián del ciclo, respecto a otras tecnologías de filtrado. Sin embargo, son extremadamente sensibles a desviaciones de fabricación respecto al diseño nominal, lo que provoca fuertes variaciones de la frecuencia de resonancia y, por lo tanto, de los canales resultantes.

Todos estos dispositivos pueden conseguir resoluciones espectrales subnanométricas en tamaños muy compactos (ver ejemplos recogidos en la Tabla 2-1). Sin embargo, de forma general los espectrómetros basados en elementos dispersivos presentan importantes desventajas que limitan su rendimiento en términos de sensibilidad a las imperfecciones de fabricación y las condiciones ambientales, la relación señal-ruido y el rendimiento óptico que está limitado por la necesidad de una guía de onda de entrada monomodo.

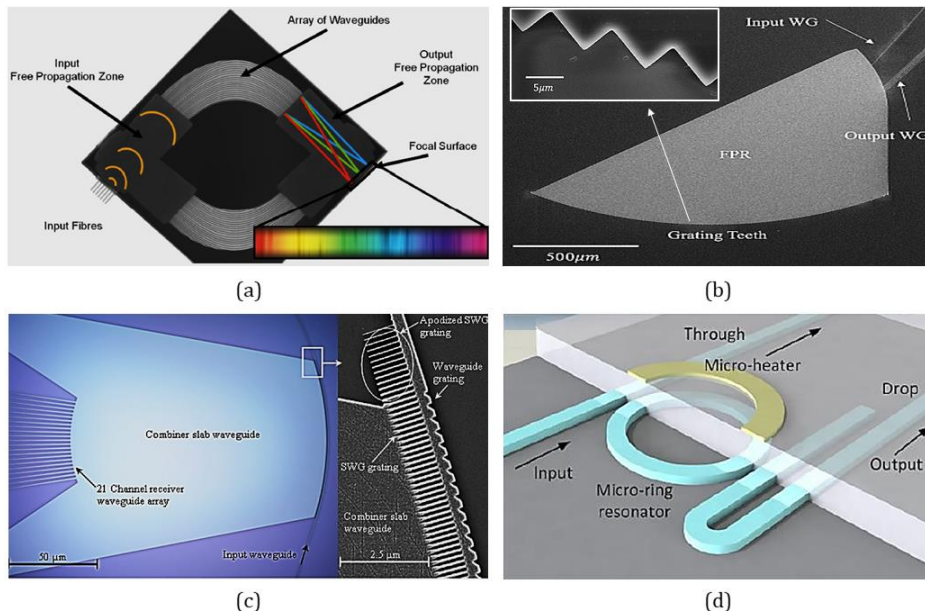


Fig. 2.15. Configuraciones más comunes de espectrómetros convencionales en óptica integrada: *arrayed waveguide gratings* (a) [102], *waveguide echelle gratings* (b) [105], *curved sidewall gratings* (c) [109] y microresonadores en anillo (d) [112].

Los espectrómetros de FT basados en espejos móviles y líneas de retardo también han sido implementados en óptica integrada, principalmente utilizando la configuración básica del interferómetro de Michelson, [55], [56] o Mach-Zehnder [56]. En ambas configuraciones para la integración de los espejos se hace uso de las paredes laterales de la propia capa de las guías de onda y se realiza un proceso de metalización, normalmente a través de un recubrimiento de una capa delgada de oro. El movimiento de este espejo se realiza a través de un sistema microelectromecánico (MEMS) u óptico microelectromecánico (OMEMS). En [55] se utiliza la configuración de Michelson para la implementación de un microespectrómetro en SOI (Fig. 2.16 (a)) con un tamaño de  $15.3 \text{ mm}^2$  y una resolución de  $45 \text{ nm}$  a una longitud de onda de  $1500 \text{ nm}$ . Por otro lado, en [56] se presentan dos propuestas de espectrómetros integrados en silicio, uno con la configuración de Mach-Zehnder (Fig. 2.16 (b)) y otro con la configuración de Michelson (Fig. 2.16 (c)). En el primer caso el dispositivo resultante es de  $2 \text{ mm}^2$  de superficie y cuenta con una resolución de  $25 \text{ nm}$  a una longitud de onda de  $1550 \text{ nm}$ . Con el segundo dispositivo, sin embargo, se consigue mejorar la resolución hasta  $10 \text{ nm}$  a la misma longitud de onda. La integración de espectrómetros FT en la fotónica de silicio no sólo se remite a la región del infrarrojo cercano, sino que se ha demostrado la operabilidad de un espectrómetro FT miniaturizado en silicio para la región del visible (Fig. 2.16 (d)) obteniendo una resolución de  $6 \text{ nm}$  a una longitud de onda de  $633 \text{ nm}$  [57]. Estos dispositivos suponen un avance para la integración fotónica de los espectrómetros FT y demuestran buenos rendimientos (véase Tabla 2-1). Sin embargo, para su integración es necesario un modulador electrotérmico para posicionar el espejo móvil y recorrer así la línea de retardo óptico. Además de utilizar elementos móviles, restándole estabilidad al sistema, el gran tamaño de estos dispositivos supone una desventaja para su

integración con otros componentes y el uso de elementos activos dificulta su fabricación. Una selección de este tipo de dispositivos aparece también recogida en la Tabla 2-1.

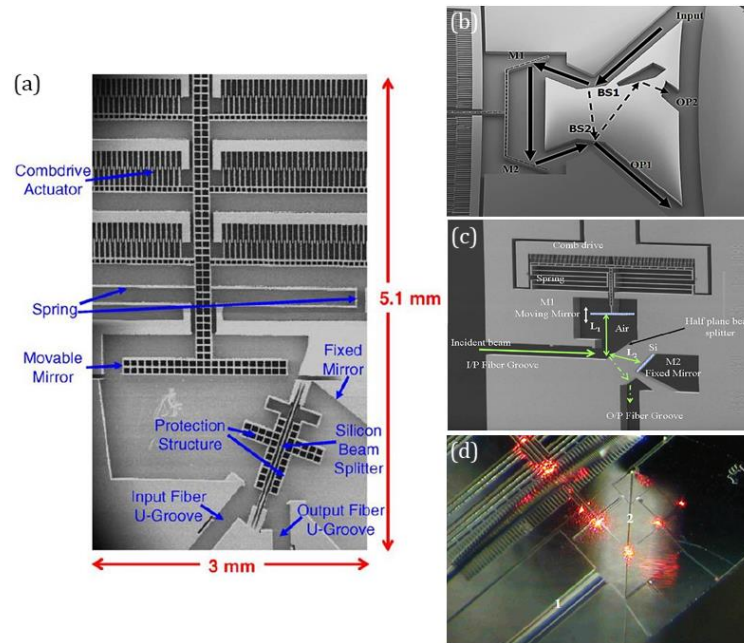


Fig. 2.16. Imágenes de microscopía electrónica de barrido (SEM) de microespectrómetros FT fabricados en silicio utilizando la configuración del interferómetro de Michelson (a) [55] y (c) [56] y Mach-Zehnder (b) [56] para la región del infrarrojo cercano. (d) Fotografía de un microespectrómetro FT de Michelson para la región del visible presentado en [57].

Tabla 2-1. Tabla comparativa de resultados experimentales de espectrómetros integrados convencionales (AWG, WEG, CSG y RR) y de transformada de Fourier (FT).

Referencia	Tipo	Resolución	Longitud de onda central	Área
[55]	FT	45 nm	1500 nm	15.3 mm <sup>2</sup>
[56]	FT	25 nm	1550 nm	2 mm <sup>2</sup>
[56]	FT	10 nm	1550 nm	-
[57]	FT	6 nm	633 nm	-
[99]	AWG	0.1 nm	1545 nm	64 mm <sup>2</sup>
[101]	AWG	1.6 nm	2200 nm	1 mm <sup>2</sup>
[102]	AWG	0.22 nm	1540 nm	-
[104]	WEG	0.5 nm	850 nm	54 mm <sup>2</sup>
[105]	WEG	1.2 nm	1550 nm	-
[107]	WEG	0.5 nm	1550 nm	9 mm <sup>2</sup>
[106]	WEG	0.07 nm	650 nm	-

[108]	CSG	3.2 nm	1550 nm	2 mm <sup>2</sup>
[111]	RR	1 nm	1535 nm	0.03 mm <sup>2</sup>
[110]	RR	0.6 nm	1550 nm	1 mm <sup>2</sup>
[112]	RR	0.15 nm	1585 nm	-

### 2.3.3. Microespectrómetros de transformada de Fourier espacialmente heterodinos

Al igual que sus equivalentes monolíticos y en espacio libre, las arquitecturas de transformada de Fourier espacialmente heterodina suponen una interesante vía para superar las limitaciones descritas en microespectrómetros integrados tradicionales basados en espejos móviles. Frente a los microespectrómetros FT, las arquitecturas SHFT requieren únicamente componentes pasivos y estáticos, facilitando su integración y simplificando su sistema de control y análisis. Además, permiten realizar medidas espectrales completas de manera instantánea, al no requerir barridos de líneas de retardo óptico. Frente a los microespectrómetros basados en elementos dispersivos, las arquitecturas SHFT proporcionan altos SNR y rendimientos ópticos, así como una mayor escalabilidad y capacidad de calibración.

La primera demostración experimental de un espectrómetro SHFT en óptica integrada data de 2005 [58], y su principio de operación puede observarse de manera esquemática en la Fig. 2.17 (a). El frente de ondas de entrada se acopla a un elemento dispersivo intercalado, es decir, constituido por dos elementos dispersivos independientes con propiedades dispersivas diferentes que se disponen de forma alterna. Se forman por tanto dos frentes de ondas a la salida, cuyo ángulo relativo depende de la longitud de onda, generando por lo tanto franjas de interferencia a partir de las cuales se puede recuperar la información espectral. A partir de este principio, se implementó el espectrómetro de la Fig. 2.17 (b), en el que los elementos dispersivos intercalados son redes de difracción estacionarias implementadas a través de dos AWG intercalados en una configuración de Michelson.

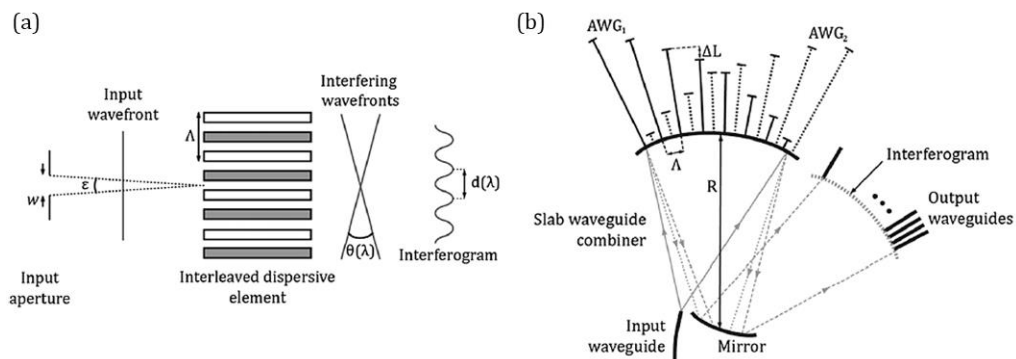


Fig. 2.17. Primera demostración experimental de un espectrómetro SHFT integrado utilizando dos AWG intercalados. Principio de operación (a) y esquema del dispositivo (b) [58].

Este espectrómetro de Michelson demuestra que la espectrometría SHFT puede implementarse en óptica integrada, manteniendo las principales ventajas y el

principio de operación de los espectrómetros SHFT en el espacio libre. Sin embargo, la forma más común de integrar un sistema SHFT es mediante un *array* de  $N$  interferómetros Mach-Zehnder de guía de onda (Fig. 2.18) [113]. En esta configuración, cada interferómetro de guía de onda cuenta con un brazo de longitud constante en todo el *array* y otro brazo de longitud linealmente creciente a lo largo del *array*. De esta manera, cada interferómetro implementa una diferencia de camino óptico diferente. La salida final de la matriz de interferómetros es equivalente a una discretización de la respuesta de un único interferómetro MZ que de forma continua recorrería toda la línea de OPD. De esta manera, se realizan múltiples medidas interferométricas en paralelo por medio de un *array* de fotodetectores a través de una única captura (*single-shot*), obteniendo un interferograma espacialmente estacionario dependiente de la longitud de onda. A través de este interferograma el espectro de entrada se recupera utilizando la transformada de Fourier. Además, cabe destacar que esta solución permite acceso independiente a cada uno de los interferómetros, es decir, permite el uso de una guía de onda de entrada independiente para cada interferómetro, incrementando el *étendue*, y la calibración y compensación de posibles errores en el OPD de cada canal debido a la fabricación o cambios en las condiciones ambientales.

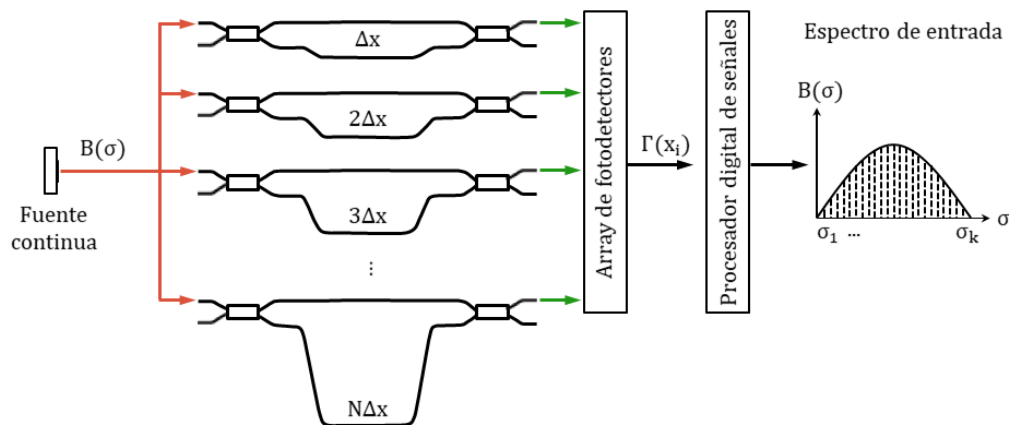


Fig. 2.18. Esquema del *array* de interferómetros Mach-Zehnder de guías de onda utilizado como espectrómetro SHFT.  $B(\sigma)$  corresponde a la densidad espectral de entrada,  $\sigma$  al número de onda,  $\Delta x$  a la diferencia de caminos ópticos entre interferómetros adyacentes y  $\Gamma(x_i)$  al interferograma de salida dependiente de la diferencia de caminos ópticos de cada interferómetro  $i$ .

En la Fig. 2.19 se puede ver uno de los primeros ejemplos de implementación de un espectrómetro SHFT formado por un *array* de MZI [59]. Este espectrómetro fue desarrollado para observaciones espacialmente heterodinas del agua (SHOW) y está formado por un *array* de 100 interferómetros MZ con un desbalanceo linealmente creciente y colocados de una manera compacta para minimizar el tamaño del chip. Cuenta con un conjunto de 100 guías de entrada agrupadas de forma compacta, pero evitando el acoplo entre ellas, de modo que cada guía de entrada alimentará un único interferómetro, multiplicando en dos órdenes de magnitud el rendimiento óptico del dispositivo respecto a soluciones tradicionales. Las 100 guías de onda de salida están posicionadas para coincidir con el espaciado de los píxeles del fotodetector, permitiendo la medición simultánea de todo el interferograma. El diseño está

optimizado para la polarización transversal eléctrica y una longitud de onda central de  $1.364 \mu\text{m}$ . La máxima diferencia de longitud física, correspondiente al interferómetro más desbalanceado, es de 10.8 mm dando lugar a una resolución de 0.05 nm dentro de un rango espectral libre (FSR) de 2.5 nm.

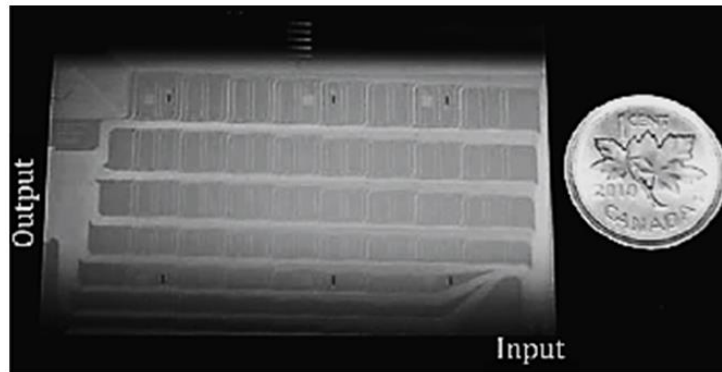


Fig. 2.19. Imagen SEM del espectrómetro SHFT formado por un *array* de interferómetros Mach-Zehnder diseñado para observaciones espacialmente heterodinas del agua (SHOW) [59].

La plataforma de silicio sobre aislante resulta particularmente atractiva para la implementación de esta tecnología, ya que su alto contraste de índice aumenta el confinamiento del modo en el interior de la guía. Esto permite implementar radios de curvatura muy pequeños, así como guías de onda más próximas entre sí sin que se produzca un acoplo, por lo que el tamaño de los dispositivos se verá notablemente reducido. Estos beneficios pueden observarse en el espectrómetro SHFT de la Fig. 2.20, en el que se implementan diferencias de camino óptico muy elevadas a través de largas guías de onda enrolladas de manera compacta en microespirales fotónicas [6]. El dispositivo está compuesto por un *array* de 32 MZI, cada uno con un brazo de referencia de longitud constante y un brazo en espiral con una longitud física linealmente creciente a lo largo del *array*, que será el responsable de generar la diferencia de camino óptico. El incremento de longitud física entre las espirales de los interferómetros adyacentes es de  $\Delta L = 365 \mu\text{m}$ , llegando hasta un máximo de  $\Delta L_{\text{max}} = 1.13 \text{ cm}$  en el caso de la espiral más larga (interferómetro más desbalanceado) en un diámetro de tan sólo  $270 \mu\text{m}$ . El mínimo radio de curvatura de las guías de onda es de  $5 \mu\text{m}$ . Las guías de onda de silicio están nominalmente diseñadas para una polarización transversal magnética y para una longitud de onda central de  $1.55 \mu\text{m}$ . En este dispositivo se usa una única guía de onda de entrada seguida por divisores en Y en cascada para dividir la luz entre todos los interferómetros. Se usa esta configuración con una única entrada en lugar de la configuración con entrada múltiple para simplificar el proceso de caracterización óptica, sin embargo, sería posible implementar este dispositivo con múltiples entradas obteniendo un aumento en el rendimiento óptico de 32x. Estos parámetros dan como resultado una resolución de 50 pm en un dispositivo de tan sólo  $12 \text{ mm}^2$ .



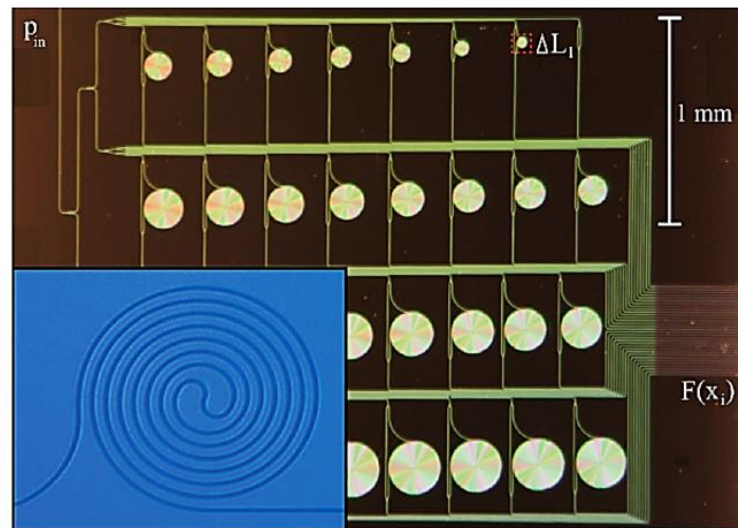


Fig. 2.20. Microespectrómetro SHFT formado por un *array* de interferómetros Mach-Zehnder de guías de onda con un brazo en forma de espiral de longitud linealmente creciente [6].

Otros desarrollos recientes en microespectrómetros integrados de transformada de Fourier incluyen LLIFTS (*leaky loop integrated Fourier transform spectrometer*) que son interferómetros de dos haces que utilizan una estructura de guía de onda en bucle de tamaño creciente combinada con una guía de onda plana, de tal forma que el patrón de interferencia producido en el bucle se escapa de él y es guiado por la guía de onda plana al conjunto de fotodetectores. Esta configuración es implementada en [114] obteniendo un dispositivo de 2.1 cm de largo y una resolución de 14 nm (11 nm) a 1500 nm (1630 nm) de longitud de onda (Fig. 2.21 (a)). Otras propuestas están basadas en la detección directa del interferograma generado por la interferencia del campo evanescente de dos modos copropagantes de la guía de onda, como el integrado en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  por [115] con un tamaño de tan solo  $0.1 \text{ mm}^2$  y una resolución de 6 nm (Fig. 2.21 (b)). En el contexto del *array* de interferómetros MZ, otras propuestas incluyen, adicionalmente, elementos pasivos como filtros AWG [116] o acopladores de interferencia multimodal híbridos 3x3 de  $120^\circ$  [7] produciendo resoluciones de 8 pm y 0.112 nm respectivamente, en un tamaño del orden de varios  $\text{cm}^2$ , Fig. 2.21 (c) y (d). Pero también existen propuestas que incorporan elementos activos para la implementación de MZI reconfigurables mediante modulación [8], [9], [117]. En [117] el MZI se fabrica en Niobato de litio ( $\text{LiNbO}_3$ ) y produce una resolución de 114.7 nm mientras que en [9] el FTS digital se fabrica en la plataforma SOI con una resolución de 100 pm y con un área de  $5.3 \text{ mm}^2$ .

La mayoría de las propuestas de microespectrómetros FT integrados cuentan con un rango de operabilidad comprendido en el infrarrojo cercano, debido principalmente a la ventana de transparencia de los materiales utilizados para su implementación fotónica. No obstante, existen alternativas que desplazan el funcionamiento del microespectrómetro a la región del infrarrojo medio, como el microespectrómetro SHFT de banda ultra ancha y con doble polarización presentado en [10]. Este dispositivo es implementado en la plataforma de silicio-germanio rico en germanio (Ge-rich SiGe) de índice de refracción graduado y funciona en un rango

de longitudes de onda desde las 5  $\mu\text{m}$  a las 8.5  $\mu\text{m}$  con una resolución entre 38 nm y 108 nm, respectivamente, tanto para la polarización transversal eléctrica como transversal magnética. Véase en la Tabla 2-2 un estudio comparativo de las distintas propuestas anteriormente descritas.

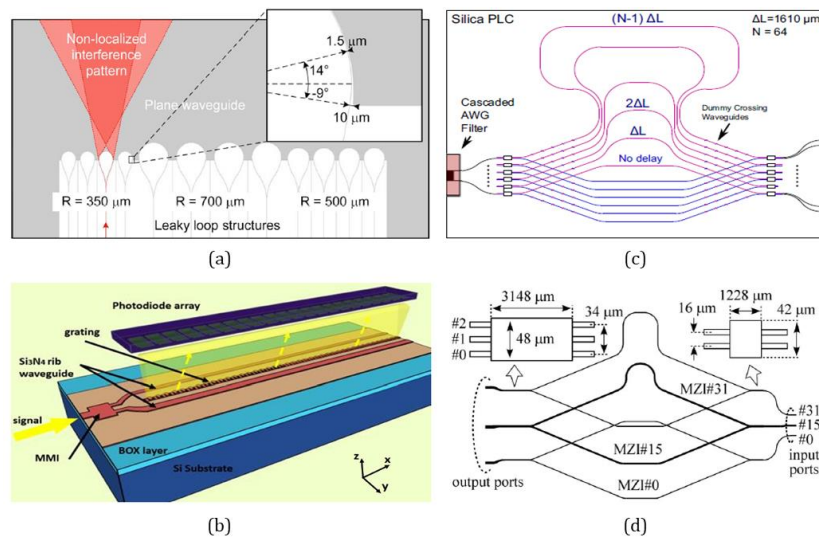


Fig. 2.21. Esquemas de microespectrómetros SHFT integrados basados en (a) LLIFTS [114], (b) interferencia del campo evanescente de modos copropagantes [115] y (c) y (d) array de MZI con filtro AWG [116] y acopladores híbridos de salida [7], respectivamente.

Tabla 2-2. Tabla comparativa de resultados experimentales de distintos microespectrómetros FT estacionarios del estado del arte.

Referencia	Resolución	Longitud de onda central	Área
[6]	0.05 nm	1550 nm	12 mm <sup>2</sup>
[7]	0.112 nm	1550 nm	14 cm <sup>2</sup>
[8]	0.2 nm	1550 nm	2.89 cm <sup>2</sup>
[9]	0.1 nm	2300 nm	5.3 mm <sup>2</sup>
[10]	38 nm	5000 nm	1.5 cm <sup>2</sup>
[58]	0.07 nm	1500 nm	-
[113]	0.025 nm	1364 nm	12 cm <sup>2</sup>
[114]	14 nm	1500 nm	-
[115]	6 nm	850 nm	0.1 mm <sup>2</sup>
[116]	0.008 nm	1550 nm	-
[117]	114.7 nm	1550 nm	-

### 2.3.4. Modelo matemático y recuperación espectral

La consecuencia más directa de la integración de los espectrómetros SHFT en guías de onda es la discretización del interferograma de salida. Los espectrómetros SHFT



en el espacio libre producen un interferograma continuo que se discretiza debido al número finito de píxeles del fotodetector. En los espectrómetros SHFT integrados existe un número finito de guías de onda de salida, cada una mide la potencia óptica correspondiente a una diferencia de camino óptico específica, discretizando el interferograma. Este hecho, junto con las desviaciones de fabricación propias de la óptica integrada, requieren de una reformulación del modelo matemático del dispositivo, y del desarrollo de nuevas técnicas de recuperación espectral.

Consideremos que una fuente emisora ilumina un espectrómetro SHFT basado en un *array* de interferómetros MZ como el de la Fig. 2.18. La diferencia de longitud física,  $\Delta L_i$ , entre las guías de onda de los dos brazos que conforman un interferómetro  $i$  es linealmente creciente a lo largo del *array*, hasta un valor máximo de  $\Delta L_{max}$  para el interferómetro más desbalanceado. Estas diferencias de longitudes físicas dan lugar a unas diferencias de camino óptico,  $x_i$ , linealmente crecientes a lo largo del *array*:

$$x_i = i\Delta x = n_g \Delta L_i = i n_g \Delta L \quad (2.18)$$

donde  $\Delta L$  y  $\Delta x$  son los incrementos de longitud física y camino óptico, respectivamente, entre dos interferómetros adyacentes,  $i \in [0, N]$  es el número del interferómetro dentro del *array* y  $n_g$  es el índice de refracción de grupo del modo fundamental en el brazo del interferómetro, que viene dado por:

$$n_g = \frac{c}{v_g} = \frac{n_{eff}}{1 + \frac{\lambda}{n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{d\lambda}} \quad (2.19)$$

dónde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío,  $v_g$  es la velocidad de grupo,  $n_{eff}$  es el índice efectivo del modo fundamental y  $\lambda$  es la longitud de onda.

Por tanto, la medida de la respuesta del espectrómetro para una iluminación monocromática está formada por  $N$  valores de intensidad óptica, la salida de los  $N$  interferómetros, que conforman el interferograma. La medida del  $i$ -ésimo MZI en un rango completo de longitudes de onda da lugar a la función de transmitancia del interferómetro, con forma senoidal y máximo en:

$$\sigma_{max}(i) = \frac{k}{x_i} = \frac{k}{i\Delta x} = \frac{k}{n_g \Delta L_i} \quad (2.20)$$

dónde  $\sigma_{max}(i)$  representa el número de onda para el cuál la función de transmitancia del MZI número  $i$  presenta un máximo, y  $k$  es un número entero.

El interferograma, o patrón de interferencia, del espectrómetro SHFT formado por un *array* de MZI en una situación ideal en la que el incremento de camino óptico entre los interferómetros es lineal, es decir,  $x_i = i\Delta x$ , y en ausencia de errores de fase y amplitud, se puede ver en la Fig. 2.22. La salida discretizada de la arquitectura SHFT se representa en flechas negras, mientras que la envolvente gris representa la salida de un espectrómetro FT convencional equivalente con una salida continua. Para una señal de entrada monocromática, existirá un número de onda  $\sigma_L$ , número de onda de

Littrow, para el cual la función de transmitancia de todos los MZI presentará un máximo (Fig. 2.22 (a)). Este estado se conoce como condición de Littrow, y permite que la base de la transformación sea ortogonal, posibilitando el uso de la transformada de Fourier del coseno para recuperar el espectro. Existirán, por tanto, un conjunto periódico de números de onda de Littrow de la forma:

$$\sigma_L = \frac{k}{x_{max}} = \frac{k}{N \Delta x} \quad (2.21)$$

En consecuencia, el interferograma correspondiente a una señal de entrada monocromática a la longitud de onda de Littrow estará formado por  $N$  máximos de amplitud (Fig. 2.22 (a)). Mientras que, el interferograma de una señal monocromática a una longitud de onda arbitraria entre dos longitudes de onda de Littrow consecutivas, será un patrón estacionario y periódico. El periodo de dicho patrón dependerá de la longitud de onda de la señal de entrada (Fig. 2.22 (b)). Dado que cualquier espectro de entrada de una señal extensa o policromática se puede expresar como una combinación lineal de múltiples fuentes de banda estrecha, el correspondiente interferograma será, entonces, una combinación lineal de los interferogramas asociados a las distintas componentes monocromáticas de la fuente extensa (Fig. 2.22 (c)).

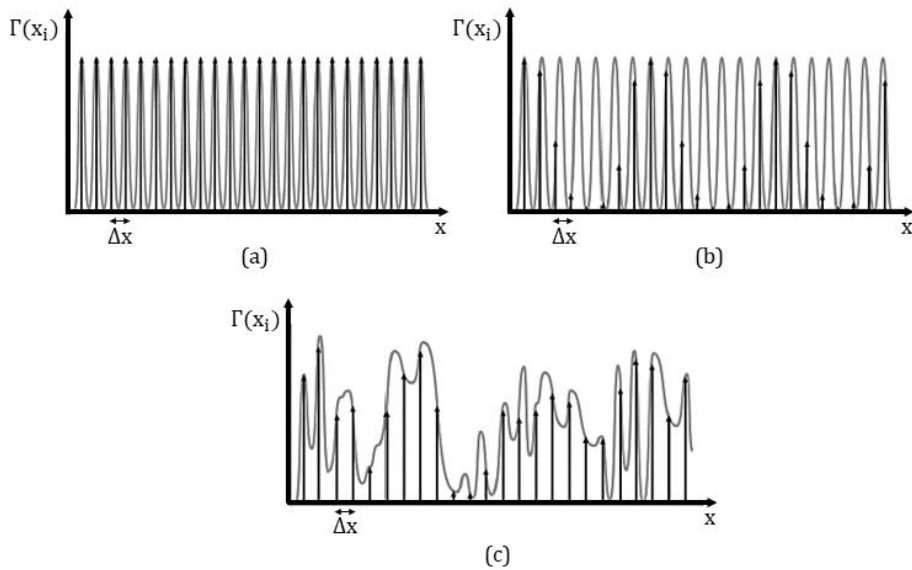


Fig. 2.22. Respuesta de un interferómetro Mach-Zehnder (línea gris) y de un espectrómetro SHFT basado en un *array* de MZI (flechas negras discretizadas) para los casos de (a) una señal monocromática a la longitud de onda de Littrow, (b) una señal monocromática a una longitud de onda arbitraria entre dos longitudes de onda de Littrow consecutivas y (c) una señal policromática.

En esta configuración, la resolución espectral ( $\delta\lambda$ ) queda determinada por el máximo OPD, correspondiente al interferómetro más desbalanceado, que será equivalente a la máxima longitud de la línea de retardo óptico de un espectrómetro FT convencional. Asimismo, el rango espectral libre del dispositivo estará limitado por la diferencia de camino óptico mínima que, dado que hay un incremento lineal de

la diferencia de camino óptico entre interferómetros adyacentes, estará determinado por el número de interferómetros del *array*:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\Delta L_{max} n_g} \quad (2.22)$$

$$FSR = \delta\lambda \frac{N}{2} \quad (2.23)$$

En ausencia de errores, y dentro del FSR del dispositivo, el interferograma y el espectro de entrada tienen una correspondencia unívoca. Consideremos una señal de entrada arbitraria de densidad espectral  $B(\sigma)$ , que genera un interferograma espacialmente estacionario  $\Gamma(x_i)$ . La relación entre ambos viene dada por la transformada de Fourier del coseno:

$$\Gamma(x_i) = \int_0^{FSR} B(\bar{\sigma}) \cos 2\pi \bar{\sigma} x_i d\bar{\sigma} \quad (2.24)$$

donde  $\bar{\sigma}$  es el número de onda desplazado, relacionado con el número de onda de Littrow a través de  $\bar{\sigma} = \sigma - \sigma_L$ , para el que los máximos de las respuestas del MZI están alineados. En un caso ideal sin errores de fase, esta relación es inequívoca y, debido a la discretización del interferograma, permite recuperar el espectro de la señal de entrada a través de la inversa de la transformada de Fourier discreta del coseno:

$$B(\bar{\sigma}) = \frac{2\Delta x_{max}}{N} \sum_i^N \Gamma(x_i) \cos 2\pi \bar{\sigma} x_i \quad (2.25)$$

Mientras que en los espectrómetros SHFT en el espacio libre el interferograma queda discretizado por los píxeles finitos del *array* de fotodetectores, la discretización en los espectrómetros SHFT integrados queda definido por el número de interferómetros. Esta discretización da lugar a lóbulos secundarios en el espectro recuperado [29]. Este efecto se puede reducir aplicando una ventana de apodización,  $A(x_i)$  al algoritmo de recuperación espectral, que suaviza la transición entre los puntos muestreados y reduce el peso de los términos correspondientes a los interferómetros con mayores OPD. De esta manera la Ec. (2.25) pasa a expresarse de la forma:

$$B(\bar{\sigma}) = \frac{2\Delta x_{max}}{N} \sum_i^N \Gamma(x_i) A(x_i) \cos 2\pi \bar{\sigma} x_i \quad (2.26)$$

Algunos ejemplos habituales de ventanas de apodización pueden observarse en la Fig. 2.23 [11], presentando todas ellas distintos compromisos entre resolución espectral y suavizado de lóbulos laterales:

- Función coseno:  $A(x) = \cos\left(\frac{\pi x}{2a}\right)$
- Función de Bartlett o triangular:  $A(x) = 1 - \frac{|x|}{a}$
- Función de Connes:  $A(x) = \left(1 - \frac{x^2}{a}\right)^2$
- Función de Blackman:  $A(x) = \frac{21}{50} + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) + \frac{2}{25} \cos\left(\frac{2\pi x}{a}\right)$

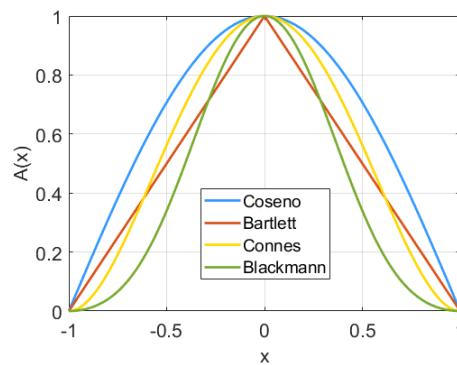


Fig. 2.23. Representación de distintas funciones de apodización: función coseno, función de Bartlett o triangular, función de Connes y función de Blackman.

## 2.4. Metamateriales sublongitud de onda para potenciación de microespectrómetros

En las arquitecturas SHFT basadas en *arrays* de MZI de guías de onda presentados hasta ahora, la diferencia de camino óptico se modifica variando la longitud física de uno de los brazos del interferómetro MZ. Sin embargo, según la Ec. (2.18), la diferencia de camino óptico resulta del producto entre el índice de grupo y la diferencia de longitud física. Por lo tanto, modificar la diferencia de longitud física de las guías no es la única manera de variar la diferencia de camino óptico. Alternativamente, se pueden utilizar guías de onda de la misma longitud y modificar el índice de grupo del modo fundamental en la guía. Para este fin, así como para la mejora de los dispositivos auxiliares que conforman el microespectrómetro, una propuesta con gran potencial son las guías de onda sublongitud de onda, también llamadas por su nombre en inglés *subwavelength gratings*.

### 2.4.1. Fundamentos teóricos de las guías sublongitud de onda

Las guías sublongitud de onda o, más comúnmente, *subwavelength gratings*, son estructuras periódicas que alternan segmentos de material de núcleo y revestimiento, tal y como se puede ver en la Fig. 2.24 (a). Estas estructuras periódicas tienen un periodo ( $\Lambda$ ) muy pequeño en comparación con la longitud de onda de la luz que se propaga a través de ellas, lo que anula los efectos difractivos. Son vistas por primera vez a finales del siglo XIX en experimentos electromagnéticos con ondas de radio

[118]. Pero no es hasta 1940 cuando se desarrolla el primer estudio teórico de la propagación de una onda electromagnética por un medio periódico, a esta escala submicrométrica, en materiales alternos dieléctricos y metálicos [119]. Sin embargo, Rayleigh ya predice en 1892 [120] una de las dos propiedades de los medios estructurados más explotada en la óptica del espacio libre actual: su inherente birrefringencia. Esto ha permitido el desarrollo de gran parte de la óptica birrefringente, especialmente polarizadores [121]. La otra propiedad destacada de estos medios periódicos es su reflectancia, hallada en 1960 en el seno de la naturaleza, específicamente en las córneas de las polillas nocturnas [122]. Esta propiedad dará lugar al principio de los años 70 a la fabricación de SWG ópticas con propiedades antirreflejantes [123] y serán la base de las superficies ópticas antirreflejantes posteriores [124].

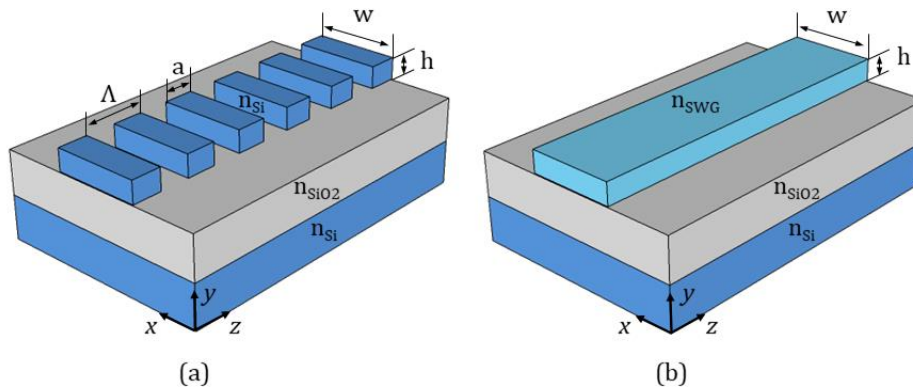


Fig. 2.24. (a) Esquema de una guía de onda formada por *subwavelength gratings* particularizada para la plataforma SOI, donde  $w$  y  $h$  son el ancho y la altura total de la guía,  $a$  es la longitud de un segmento de la guía periódica,  $\Lambda$  es el periodo de la guía y  $n_{SiO_2}$  y  $n_{Si}$  son los índices de refracción del dióxido de silicio y silicio, respectivamente. (b) Esquema de la guía homogénea equivalente, donde  $n_{SWG}$  es el índice efectivo del material homogéneo equivalente a la guía periódica, según la teoría del medio efectivo [125]. Nótese que la cubierta no se muestra en el esquema por claridad.

Para su estudio actual, se utiliza la teoría del medio efectivo desarrollada por S. M. Rytov en 1950 [125], que permite comprender el comportamiento macroscópico de las estructuras SWG. Esta teoría considera una estructura periódica unidimensional formada por segmentos alternos de materiales dieléctricos con índices de refracción  $n_1$  y  $n_2$  (plano  $y$ - $z$  de la Fig. 2.24 (a), donde  $n_1$  corresponde a  $n_{Si}$  y  $n_2$  a  $n_{cubierta}$ ). Se demuestra que, si para una longitud de onda y polarización determinadas la estructura periódica sólo soporta un modo propagante a lo largo de la dirección  $y$ , y a su vez es suficientemente gruesa para que los modos evanescentes que se crean en las interfaces superior e inferior no pasen por efecto borde a través de la misma, ésta se puede modelar como un material homogéneo equivalente. Si la estructura se extiende infinitamente en las direcciones  $x$  y  $y$ , y el periodo es mucho menor que la longitud de onda de la luz, periodo sublongitud de onda, los índices efectivos del medio homogéneo equivalente vienen dados por las fórmulas de Rytov [125]:

$$n_{||}^2 = \frac{a}{\Lambda} n_1^2 + \left(1 - \frac{a}{\Lambda}\right) n_2^2 \quad (2.27)$$

$$\frac{1}{n_{\perp}^2} = \frac{a}{\Lambda} \frac{1}{n_1^2} + \left(1 - \frac{a}{\Lambda}\right) \frac{1}{n_2^2} \quad (2.28)$$

donde  $n_{\parallel}$  y  $n_{\perp}$  son los índices efectivos equivalentes para una polarización paralela (a lo largo de la dirección  $x$ ) y perpendicular (a lo largo de la dirección  $z$ ), respectivamente, a las interfaces entre las capas alternas y  $a$  es la longitud del segmento de material con índice  $n_1$  dentro de un periodo. De esta teoría se concluye que estas estructuras se comportan a nivel macroscópico como guías de onda de núcleo homogéneo. Es decir, la luz guiada por estas estructuras percibe un material homogéneo o guía de onda homogénea equivalente (Fig. 2.24 (b)) con un índice de refracción,  $n_{SWG}$ , que resulta de la combinación de los índices de los dos materiales que las conforman y depende tanto de su geometría como del estado de polarización de la onda incidente. El uso en óptica integrada de guías de onda periódicas SWG fue propuesto e implementado por primera vez por P. Cheben et al. [126], concretamente en la plataforma SOI, para la mejora del acoplo fibra-chip.

La proporción de cada material en un periodo viene determinada por el ciclo de trabajo o *duty cycle* de la forma  $f = a/\Lambda$  (Fig. 2.24 (a)). De esta manera, modificando los parámetros geométricos de las estructuras SWG, especialmente el periodo y el ciclo de trabajo, se puede sintetizar un amplio rango de índices de refracción equivalentes,  $n_{SWG}$ , desde un límite inferior, que estará determinado por el índice de refracción más pequeño, y uno superior, determinado por el índice mayor. En el caso particular de la plataforma SOI, una de las más utilizadas actualmente,  $n_{SWG}$  está comprendido entre 1 y 3.476 a una longitud de onda en el espacio libre de 1.55  $\mu\text{m}$ , considerando un índice del núcleo de Si de 3.476 y una cubierta de aire. Además de seleccionar el índice de refracción sin incrementar la dificultad de fabricación ni introducir materiales adicionales, las guías SWG permiten también sintetizar la dispersión cromática del medio, es decir, la dependencia de la respuesta de la guía con la longitud de onda. Estos conceptos reciben el nombre de ingeniería del índice de refracción e ingeniería de la dispersión, respectivamente. El control sobre la función  $n_{SWG}(\lambda)$  proporciona nuevos grados de libertad para el diseño de dispositivos fotónicos de altas prestaciones, posibilitando con un único paso de grabado, la obtención de un amplio abanico de metamateriales.

Para poder estudiar rigurosamente las soluciones de campo de las ondas electromagnéticas que se propagan en un medio periódico (como las estructuras sublongitud de onda) es necesario recurrir al teorema de Floquet-Bloch [127], [128]. Resultado del trabajo del matemático Gaston Floquet en 1883 y del físico suizo Felix Bloch en 1929, permite determinar la solución de un problema de ecuaciones diferenciales con coeficientes periódicos. Consideremos una guía periódica segmentada en la dirección de propagación,  $z$ , tal y como se puede ver en la Fig. 2.24 (a), con un determinado periodo igual a  $\Lambda$ . La periodicidad del índice de refracción o, equivalentemente, la periodicidad de la constante dieléctrica,  $\epsilon$ , se puede expresar como:

$$\epsilon(x, y, z) = \epsilon(x, y, z \pm \Lambda) \quad (2.29)$$

El teorema de Floquet establece que la solución de campo, denominada modo Floquet, de esta estructura viene dada por:

$$\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}_F(x, y, z) e^{-\gamma_F z} \quad (2.30)$$

dónde  $\vec{H}_F(x, y, z) = \vec{H}_F(x, y, z \pm \Lambda)$  es una función periódica en la dirección de propagación con el mismo periodo que el del índice de refracción, es decir, es la distribución de campo del modo Floquet dentro de un periodo, y  $\gamma_F$  es la constante de propagación compleja llamada constante de propagación Floquet. La constante de propagación Floquet, al igual que las constantes de propagación de los modos convencionales, está formada por una parte real y por una parte imaginaria, de la forma  $\gamma_F = \alpha_F + j\beta_F = \alpha_F + j(2\pi/\lambda)n_{eff,F}$ , donde  $\alpha_F$  es la constante de atenuación,  $\beta_F$  es la constante de fase y  $n_{eff,F}$  es el índice efectivo del modo Floquet.

Cuando la constante de atenuación Floquet es nula, es decir, no existen pérdidas, el modo Floquet tiene un comportamiento muy parecido al de un modo convencional. De hecho, podría decirse que los modos convencionales son un caso particular de los modos Floquet en el que la estructura periódica tiene un periodo infinito, con la particularidad de que el modo convencional se propaga con una determinada constante de propagación,  $\gamma$ , y el modo Floquet, es cíclico en la dirección de la periodicidad, es decir, tanto la amplitud como la fase total del modo Floquet presentan una variación periódica de periodo  $\Lambda$ .

Dependiendo de la relación entre el periodo de la estructura y la longitud de onda efectiva de la luz que se propaga por ella,  $\lambda_{eff}$ , podemos establecer distintos regímenes de comportamiento (Fig. 2.25). Definiremos para ello la condición de Bragg:

$$\Lambda = l \frac{\lambda_{eff}}{2} = l \frac{\lambda}{2n_{eff,F}} \quad (2.31)$$

donde  $l$  es un número entero. Se puede ver gráficamente esta condición en la Fig. 2.25, donde se representa el índice efectivo de un modo Floquet en función de la relación entre la longitud de onda y el periodo.

Cuando la longitud del periodo,  $\Lambda$ , es muy pequeña en comparación con la longitud de onda,  $\lambda$ , esto es, si se satisface:

$$\Lambda \ll l \frac{\lambda}{2n_{eff,F}} \quad (2.32)$$

la estructura periódica actúa en régimen SWG, donde los efectos difractivos debido a la periodicidad de la estructura se suprimen, y por lo tanto se comporta como una guía de onda equivalente de núcleo homogéneo. Este comportamiento corresponde a la parte derecha de la Fig. 2.25.

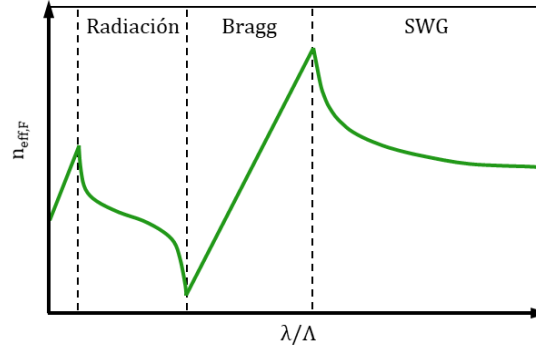


Fig. 2.25. Regímenes de comportamiento de una guía periódica segmentada en función de la relación longitud de onda/periodo.

Si, por el contrario, la longitud del periodo es un número entero de veces la mitad de la longitud de onda, la estructura periódica satisface la condición de Bragg o condición de banda prohibida (Ec. (2.31)). En esta situación el campo es evanescente en la dirección de la periodicidad de la estructura, y ésta se comporta como una red de difracción. Si el número de periodos es suficientemente alto, las sucesivas reflexiones se suman en fase y la red actúa como un reflector, reflejando prácticamente todo el campo incidente hacia atrás, tal y como se puede ver en la Fig. 2.25. Despejando  $n_{eff,F}$  de la Ec. (2.31) es fácil explicar que, en las bandas prohibidas, la relación entre el índice efectivo del modo Floquet y la relación  $\lambda/\Lambda$  es una recta.

Finalmente, cuando la longitud del periodo está comprendida entre dos periodos de Bragg de distinto orden, la red de difracción puede radiar el campo que se propaga por la misma fuera de la red o reflejarla (Fig. 2.25).

Desde la primera demostración experimental de estructuras sublongitud de onda en óptica integrada en 2010 [129] a través de la implementación del núcleo de una guía de onda plana de silicio, las SWG han abierto nuevos caminos para la manipulación y el control de las propiedades de propagación de la luz en circuitos fotónicos. Con los notables avances en el desarrollo de las tecnologías de fabricación fotónica de silicio, con una resolución actual en torno a 60 nm [130], ha sido posible explotar las características de estas estructuras en óptica integrada en un amplio abanico de aplicaciones a través de dispositivos fotónicos altamente eficientes [131], [132].

#### 2.4.2. Implementaciones experimentales de guías de onda SWG

La primera aplicación, y la más extensamente usada, han sido las guías de onda SWG de bajas pérdidas [129] esquematizadas en la Fig. 2.26 (a). Este tipo de guías están formadas por un núcleo de silicio y una cubierta de dióxido de silicio y cuentan con unas pérdidas de aproximadamente 3 dB/cm a una longitud de onda de 1.5  $\mu\text{m}$ , tanto para el modo  $\text{TE}_0$  como para el modo  $\text{TM}_0$ . Estas pérdidas son comparables a las de una guía convencional para ambas polarizaciones, de lo que se deduce que las estructuras periódicas no introducen pérdidas adicionales.



El uso de estructuras SWG para el guiado de modos facilita también la compensación de posibles variaciones en las constantes de propagación por diversos factores externos. Este es el caso, por ejemplo, de las guías atómicas que surgen como respuesta a los estrictos controles de temperatura que son necesarios en la práctica debido a la fuerte dependencia térmica que presentan las guías convencionales de silicio. La estrategia de este tipo de guías consiste en combinar dos materiales con coeficientes termoópticos (TO) opuestos para conseguir un comportamiento independiente de la temperatura, es decir,  $TO = dn_{eff}/dT = 0$ . En [13] desarrollan este concepto utilizando una cubierta de SU8 con un TO negativo ( $-1.1 \times 10^{-4} K^{-1}$ ), que contrarresta el TO positivo del Si ( $1.8 \times 10^{-4} K^{-1}$ ). En estas guías se ha llegado a conseguir un comportamiento independiente de la temperatura con un  $TO = 1.8 \times 10^{-6} K^{-1}$  en un rango de 7 °C para la polarización TE. La respuesta atómica de la polarización TM requiere ciclos de trabajo muy altos, lo que equivale a tamaños mínimos de escritura o *minimum feature size* (MFS) de 50 nm, por debajo del límite de resolución litográfica que se ha obtenido hasta la fecha [130]. Para solucionar este problema en [133] presentan el mismo concepto utilizando puentes entre los segmentos periódicos Fig. 2.26 (b), lo que se denomina *bridge subwavelength gratings* (BSWG), consiguiendo un  $TO = -1.6 \times 10^{-6} K^{-1}$  para ambas polarizaciones.

Las estructuras SWG presentan una gran facilidad a la hora de ser intersecadas con otras guías SWG orientadas en distinta dirección [134]. Esto constituye un gran beneficio para la interconexión de circuitos fotónicos que suelen presentar cruces entre distintas guías de onda. En el caso de las guías de onda homogéneas se genera una región de cruce donde no existe confinamiento lateral y por tanto se producen pérdidas por radiación, comprendidas comúnmente entre 1.1 dB y 1.4 dB, y también acoplo de una guía a la otra, lo que se denomina diafonía o *crosstalk* (CT), del orden de -9 dB [135]. Alternativas como *tapers* inversos [136]-[138], guías convencionales con un ancho linealmente decreciente que empujan el modo hacia la capa superior en la zona de intersección, o cristales fotónicos [139] se han propuesto para solucionar este problema. Sin embargo, la fabricación de estas estructuras es más compleja, requiere de un mayor número de pasos y necesitan una resolución de fabricación mayor. El uso de guías SWG en la zona de intersección minimiza tanto las pérdidas por radiación como el *crosstalk*. El modo Floquet que se propaga por las guías estructuradas está deslocalizado en la región de cruce, es decir, se expande, y por tanto el solapamiento modal con la otra guía se reduce. El cruce SWG presentado en [134] introduce unas pérdidas de tan solo 0.02 dB y 0.04 dB para las polarizaciones TE y TM, respectivamente, y un *crosstalk* menor que -40 dB para una longitud de onda de 1.55  $\mu m$  (Fig. 2.26(c)).

Las amplias posibilidades de las SWG han permitido también trasladar sus beneficios a longitudes de onda mayores, particularmente al infrarrojo medio. Al contrario que el silicio, que presenta una ventana de transparencia bastante amplia entre longitudes de onda de 1.2  $\mu m$  y 8  $\mu m$ , el SiO<sub>2</sub> que sirve de sustrato inferior en la plataforma SOI presenta fuertes absorciones en el infrarrojo medio (para longitudes de onda mayores que 4  $\mu m$ ). En [140] se consigue desarrollar guías de onda en SOI de bajas pérdidas para una longitud de onda de 7.67  $\mu m$ . La principal peculiaridad de estas guías es que están suspendidas en el aire, ya que el BOX de SiO<sub>2</sub> debajo de las guías de onda es eliminado para evitar pérdidas. Para la suspensión de las guías se hace uso de estructuras SWG como puentes laterales (Fig. 2.26(d)). Estas

guías presentan pérdidas de propagación de 3.1 dB/cm a la longitud de onda de 7.67  $\mu\text{m}$  y de 0.02 dB/curva en el caso de guías curvas de 90°.

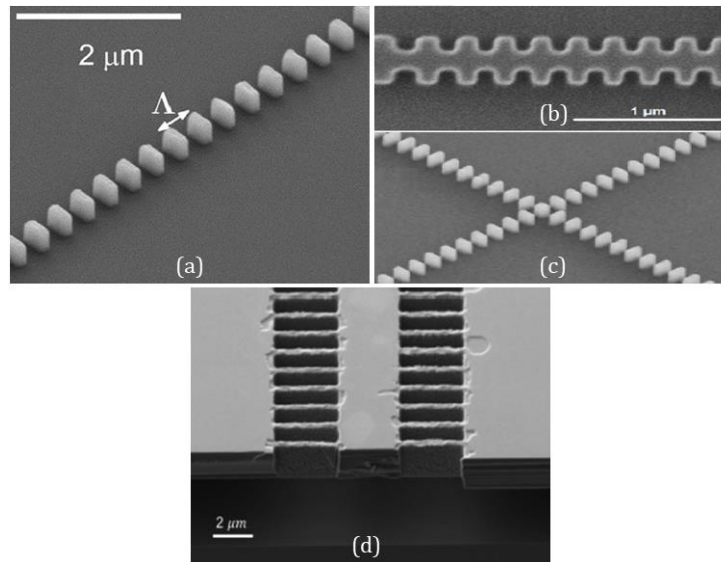


Fig. 2.26. Imágenes SEM de (a) una guía de ondas en silicio sobre aislante cuyo núcleo de silicio está formado por segmentos sob-longitud de onda [129], (b) guía de ondas sub-longitud de onda en silicio sobre aislante con puentes entre los segmentos periódicos [133], (c) cruce de guías de ondas sub-longitud de onda para interconexión de circuitos fotónicos [134] y (d) guía de ondas recta en silicio sobre aislante suspendida para su aplicación en el infrarrojo medio [140].

### 2.4.3. Aplicación de guías SWG a filtros, reflectores y lentes

Las estructuras periódicas que tienen un periodo cercano a la longitud de onda de la luz, es decir, que cumplen la condición de Bragg también se usan ampliamente. Estas estructuras sólo soportan el orden 0 de difracción, ya sea reflejado o transmitido. Han sido ampliamente utilizadas para la implementación de filtros espectrales, que constituyen un elemento básico indispensable en muchos circuitos fotónicos. Este tipo de filtros están basados en el principio de sucesivas reflexiones constructivamente interferentes y reflejan la luz incidente alrededor de una longitud de onda específica. Las propuestas convencionales suelen presentar un rendimiento limitado ya sea en términos de coeficientes de reflexión, longitud del dispositivo o ancho de banda. La tecnología SWG se ha propuesto como una solución a este problema, principalmente a través de una guía de onda con dos corrugaciones intercaladas en la escala sublongitud de onda, es decir, intercalando dos guías SWG con distintos parámetros geométricos (Fig. 2.27). Entre las propuestas del estado del arte se encuentran anchos de banda y rechazos tan bajos como 0.8 nm y 40 dB [141]-[143].

Por el contrario, cuando la luz incide sobre ellas de forma perpendicular, se producen fuertes reflexiones. Este mecanismo ha sido utilizado para la implementación de espejos (Fig. 2.28) con una reflectancia alta entre el 90% y el 99.99% [126], [144] con interesantes aplicaciones, por su bajo coste, en la fabricación

de láseres de cavidad vertical (VCSELS) de longitudes de onda largas, desde el ultravioleta al infrarrojo medio, [145], [146], filtros [147] y sensores [148].

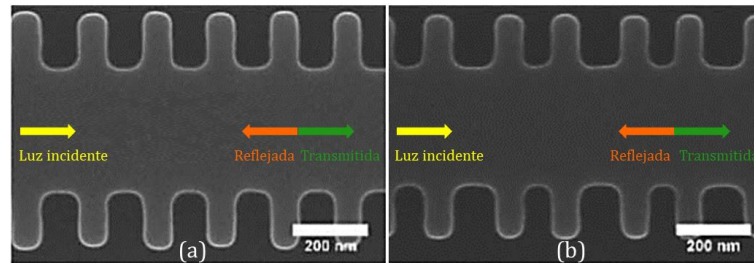


Fig. 2.27. Imágenes SEM de dos filtros espectrales de Bragg fabricados por litografía de haz de electrones [142]. En el filtro de Bragg en (a) los anchos de los segmentos de cada una de las dos guías SWG que se encuentran intercaladas es diferente, mientras que en (b) lo que varía es la longitud de los segmentos.

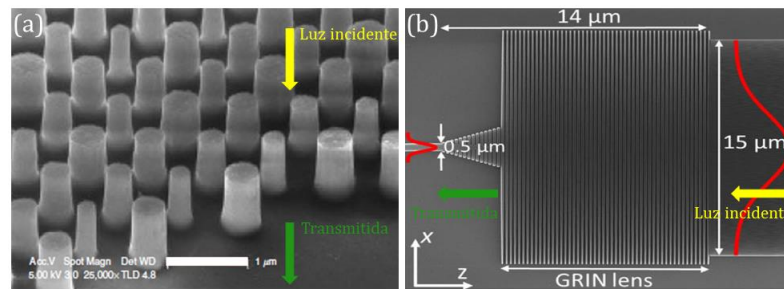


Fig. 2.28. Imagen SEM de una red de alto contraste de índice que actúa de microespejo con una reflectancia del 99.99% [144].

La integración fotónica de elementos ópticos tan fundamentales como las lentes también ha sido de gran importancia para aplicaciones de imagen, comunicaciones, sensado, células solares e instrumentación. Los grados de libertad adicionales que proporcionan las estructuras SWG permiten modificar el perfil de índice del material. Comúnmente, se genera un gradiente de índice modificando el ciclo de trabajo de tal manera que en el centro de la lente los segmentos SWG sean más gruesos y en los extremos más delgados. La luz está entonces confinada verticalmente en la guía por lo que su dirección de propagación estará determinada por la distribución de índice en el plano longitudinal. De esta manera se pueden crear distintos tipos de lentes [149]-[152] para focalizar o colimar la luz, controlar la forma de propagación etc. (Fig. 2.29).

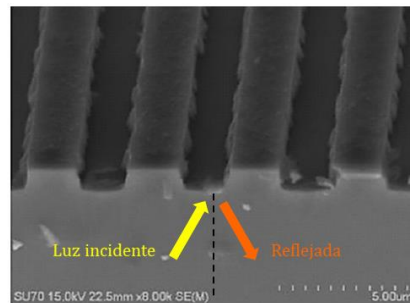


Fig. 2.29. Imágenes SEM de (a) una microlente formada por segmentos SWG de alto contraste de índice con una eficiencia de focalización del 82% [151] y (b) una microlente formada por estructuras SWG actuando de convertor de tamaño modal para el acoplo fibra-chip [152].

#### 2.4.4. Aplicación de guías SWG para multiplexado

La demanda de un mayor ancho de banda en los sistemas de comunicación óptica, es decir, de una mayor capacidad de transmisión, ha favorecido la introducción de la tecnología SWG no sólo en sistemas de multiplexación por división de longitud de onda o *wavelength division multiplexing* (WDM) sino también en los incipientes sistemas de multiplexación por división modal o *mode division multiplexing* (MDM). Los sistemas WDM han permitido incrementar la capacidad de transmisión óptica utilizando  $N$  longitudes de onda como  $N$  canales independientes de transmisión, simultáneamente en la misma fibra óptica. Los AWG constituyen uno de los multiplexadores en longitud de onda más utilizados para WDM y su implementación en SOI ha dado lugar a dispositivos más compactos, pero a costa de un mayor *crosstalk*. La principal fuente de pérdidas en estos dispositivos reside en la discordancia entre los modos del combinador y los modos del *array* de guías de onda, resultado de la diferencia entre las distribuciones de campo en la frontera entre el combinador y las guías. Esta discordancia es especialmente relevante en plataformas de alto contraste de índice ya que el fuerte confinamiento de la luz en las guías resulta en fuertes reflexiones en las fronteras. El uso de estructuras SWG entre las guías de onda y el combinador permite reducir este efecto al evitar la excitación de modos de orden superior, reduciendo las pérdidas desde -1.4 dB hasta los -0.2 dB [99], [153]. Los multiplexores basados en *waveguide echelle gratings* también se han beneficiado de las aplicaciones de las estructuras SWG. Utilizadas como revestimiento lateral, grabadas entre la red y el combinador, garantizan el guiado del modo fundamental y de la luz difractada y al mismo tiempo mejoran la eficiencia de acoplo de la luz difractada al combinador. Con este esquema se han conseguido reducir las pérdidas hasta 4 dB en [109] (ver esquema en Fig. 2.15 (c)) con un *crosstalk* de -35 dB en un ancho de banda de 300 nm.

La multiplexación por división modal surge como una forma de aumentar todavía más la capacidad de ancho de banda sin sacrificar el nivel de integración. La tecnología MDM permite la transmisión y recepción de varios modos codificados espacialmente a través de una guía de onda multimodo, donde cada modo se usa como un canal de datos independiente. Entre las propuestas convencionales para MDM destacan las basadas en acopladores direccionales [154], resonadores en anillo [155], uniones en Y asimétricas [156] o acopladores de interferencia multimodal [157]. No obstante, los

multiplexores basados en estos dispositivos presentan anchos de banda estrechos, longitudes muy grandes, bajas tolerancias de fabricación o pérdidas altas. Las estructuras SWG han permitido disminuir las pérdidas por debajo de 0.84 dB con *crosstalk* mejores que -20 dB en un ancho de banda de 300 nm (1.4 - 1.7  $\mu\text{m}$ ) [158]-[160] (Fig. 2.30).

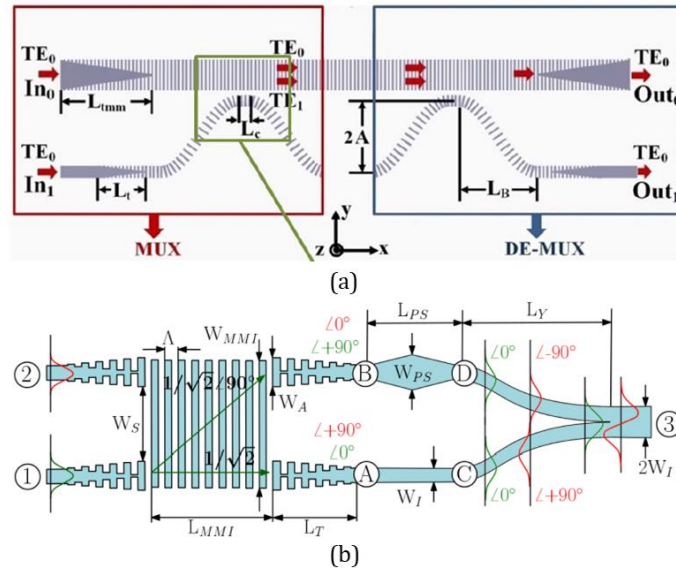


Fig. 2.30. Imágenes esquemáticas de multiplexores por división modal integrados en SOI mejorados a través de la tecnología SWG (a) [159] y (b) [160].

Otras aplicaciones que utilizan la tecnología sublongitud de onda para mejoras de rendimiento incluyen revestimientos de guías de onda [161], conmutadores o *switches* [162], receptores fotónicos coherentes [163] y hasta elementos activos como moduladores [164].

#### 2.4.5. Aplicación de guías SWG en acopladores

Los metamateriales *subwavelength* suponen una potente herramienta para desarrollar dispositivos auxiliares de vital importancia para los chips espectrométricos como son los acopladores, que permiten introducir la luz procedente de una fibra óptica directamente en el chip, los conversores de polarización, que permiten modificar el estado de polarización de la luz para un rendimiento óptimo del dispositivo, o los divisores de potencia, que dividen el haz incidente entre las distintas guías del dispositivo.

El diámetro del núcleo de una fibra óptica estándar monomodo como la SMF-28, la más comúnmente utilizada en fotónica integrada, es de 8.2  $\mu\text{m}$ , que, con una apertura numérica de 0.14 da lugar a un diámetro modal de entre 9.9 y 10.9  $\mu\text{m}$ . Las fibras ópticas con lente, es decir, aquellas que cuentan con una lente en el extremo para focalizar el haz, disminuyen el diámetro del modo hasta las 2 o 3  $\mu\text{m}$ . Por el contrario, las alturas más comúnmente utilizadas en la capa de silicio que conforma el núcleo de las guías están comprendidas entre los 220 nm, que es la considerada estándar en las *foundries* de fabricación fotónica (empresas dedicadas a la fabricación fotónica), y los 400 nm; mientras que los anchos oscilan entre los 450 nm en el caso de una guía de

onda *strip* (guía en la que la capa de silicio es totalmente grabada) con comportamiento monomodo y varias  $\mu\text{m}$  en el caso de guías de onda *rib* (guías en las que la capa de silicio es parcialmente grabada). Así, el diámetro del modo que se propaga en las guías es sustancialmente menor que el de la fibra. Por ejemplo, para una guía con una altura de 220 nm y un ancho de 450 nm el diámetro modal es de menos de 0.5  $\mu\text{m}$  (Fig. 2.14). La diferencia de tamaño, de al menos un orden de magnitud, y la diferencia de índices efectivos entre los modos de la fibra y la guía, dan lugar al acoplo de la luz a los modos de radiación de la guía de onda y a fuertes reflexiones, lo que dificulta el acoplo directo en el chip.

Para abordar este problema existen dos tipos diferentes de acoplo: el acoplo por la cara lateral del chip o el acoplo por la superficie superior. Para acoplar la luz por la cara lateral del chip existen diferentes estructuras en el estado del arte, pero o son muy largas (cientos de micras), o suponen un proceso de fabricación complicado o introducen fuertes reflexiones con la correspondiente baja eficiencia de acoplo. Una propuesta convencional interesante es el *taper inverso*. Este dispositivo consiste en una guía de onda homogénea (Fig. 2.31 (a)) en la que el ancho va incrementando linealmente desde el extremo más cercano a la cara lateral del chip ( $\sim 100$  nm) hasta alcanzar el ancho de la guía homogénea en el otro extremo (normalmente 450 nm). En el extremo estrecho, denominado normalmente *tip*, el índice efectivo es menor por lo que el modo se expande, está más deslocalizado, aumentando su diámetro y mejorando el solapamiento con el modo de tipo gaussiano de la fibra [165]-[167]. Un ejemplo de este dispositivo se ve en [166] con eficiencias de acoplo del 90% y pérdidas de menos de 1 dB, pero con una longitud de 350  $\mu\text{m}$ , todavía muy grande. En [165] presentan un *taper inverso* con longitudes de tan sólo 40  $\mu\text{m}$ , con unas pérdidas de tan sólo 0.5 dB para la polarización TE. Sin embargo, para obtener buenas prestaciones para la polarización TM es necesario un tamaño del *tip* de 50 nm. Las SWG se han empleado también en este contexto ya que el modo Floquet está más deslocalizado y puede ser diseñado para tener un mejor solapamiento con el modo de la fibra, tanto en forma, en tamaño y en índice efectivo [126]. La propuesta consiste igualmente en un *taper inverso* en el que el *tip* está formado por un segmento SWG y se transforma gradualmente en una guía de onda convencional, modificando tanto el ciclo de trabajo como el periodo e incorporando puentes entre los segmentos (Fig. 2.31 (b)). Este tipo de acoplador es robusto y tolerante frente a errores de fabricación ( $\pm 50$  nm en el ancho del *tip*), no obstante, tiene que ser diseñado cuidadosamente para evitar las zonas de reflexión de Bragg, que se pueden formar de forma localizada a lo largo del *taper* debido a la modificación gradual del ciclo de trabajo y el periodo. En [168] consiguen un acoplador independiente de polarización con unas pérdidas de tan sólo 0.9 dB para la polarización TE y 1.2 dB para la polarización TM, con una reflectividad de sólo -43.8 dB y una transmisión del 99%. Adicionalmente, el *tip* tiene un ancho de 350 nm, que es tres veces mayor que el del caso del *taper inverso* convencional ( $\sim 100$  nm), lo que facilita el proceso de fabricación.



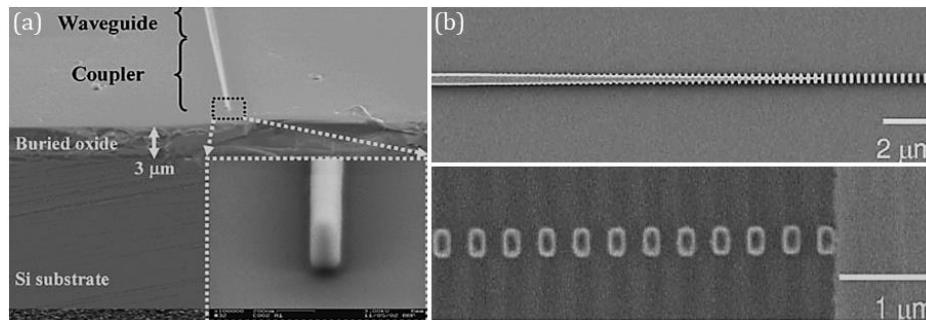


Fig. 2.31. Imágenes SEM de dos propuestas de *taper inverso* para acoplo fibra-chip por la cara lateral. En (a) se muestra un dispositivo convencional formado por una guía de ondas homogénea con un ancho linealmente creciente, desde el *tip* hasta la guía homogénea [165]. En (b) se muestra la alternativa propuesta en [168] de un *taper inverso* utilizando la tecnología SWG. En la imagen superior se ve la parte más interna del *taper* que va acoplada a la guía de ondas homogénea, mientras que en la imagen inferior se ve la parte externa, la más cercana al lateral del chip, donde el primer elemento por la derecha es el *tip*.

El acoplo de luz por la superficie del chip se realiza mediante acopladores de superficie, comúnmente denominados por su nombre en inglés *surface grating couplers*, que consisten idealmente en guías de onda anchas con forma rectangular que contienen huecos en la capa de silicio, formando una red. Se puede ver un esquema del funcionamiento de un *surface grating coupler* en la Fig. 2.32 [131]. Cuando la luz procedente de la guía de onda llega a este tipo de acoplador, es radiada hacia arriba y hacia abajo por el *grating*. Si se sitúa una fibra óptica encima del chip, parte de la luz radiada se acopla a la fibra [169]. El proceso funciona igualmente a la inversa, acoplando luz de la fibra al *grating*.

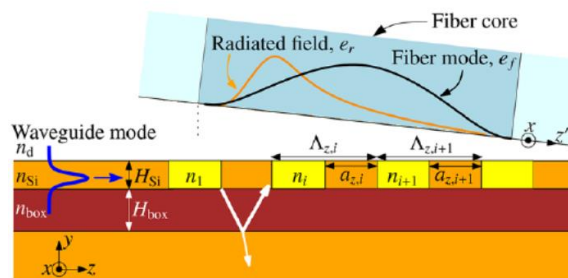


Fig. 2.32. Modelo bidimensional de un *surface grating coupler* presentado en [131] que ilustra su principio de funcionamiento.

Existen tres factores principales para estudiar la eficiencia de los acopladores de superficie: la direccionalidad, que se puede definir en este contexto como la fracción de potencia que se difracta hacia arriba de la potencia total; el solapamiento integral entre el modo radiado por el acoplador y el de la fibra óptica; y la cantidad de potencia reflejada hacia atrás de nuevo a la guía de onda. En este tipo de estructuras en las que los huecos existentes en la capa de silicio están totalmente grabados, el campo radiado es estrecho y el solape con el modo gaussiano de la fibra es pequeño, en torno a 0.35 para una SMF-28 [170]. Para mejorar la eficiencia de acoplo las alternativas convencionales suelen hacer uso de guías *rib* [169], añadiendo, sin embargo,

complejidad a la fabricación. Con estas configuraciones, y considerando un comportamiento ideal, el máximo solape al que se puede llegar es de 0.8. Existen distintas alternativas en el estado del arte para mejorar la eficiencia del acoplador, es decir, para conseguir un haz radiado más semejante al de la fibra. Muchas de ellas se basan en mejorar la direccionalidad modificando el espesor de la capa de silicio o BOX [171], [172], utilizando otros materiales [173], [174] o modificando la forma rectangular del *grating* hacia geometrías más convergentes como la triangular o trapezoidal [175].

Otra alternativa es la apodización de la red, es decir, la modificación de las propiedades difractivas de la red a lo largo de la estructura. Las estructuras SWG posibilitan una apodización del *grating* eficiente y además facilitan el proceso de fabricación ya que pueden ser fabricadas en un solo paso. Para ello se modifican las propiedades de la red bidimensional de forma diferente según la dirección. En la dirección de propagación de la luz la estructura es sintonizada para actuar como una red de difracción, mientras que en la dirección transversal el periodo de la estructura periódica es sublongitud de onda, formando un medio homogéneo equivalente (Fig. 2.33). Algunas propuestas del estado del arte se han basado en la modificación de los parámetros geométricos en la dirección transversal. Modificando el índice efectivo equivalente para maximizar el acoplo se consiguen eficiencias de acoplo de hasta -4 dB [176], [177] o -2.4 dB [178] si además se disminuye adicionalmente la altura del BOX. El problema de modificar mucho este índice de refracción es que, aunque el solape de un modo y otro pueda ser maximizado, llegando incluso a 0.94 en [177] (véase esquema en la Fig. 2.34 (a)), el ángulo de radiación de la red varía y por tanto se disminuye la eficiencia de acoplo. Para compensar esta variación del ángulo de radiación se puede modificar el periodo de la red en la dirección de propagación de la luz, de tal forma que cada uno de los segmentos radie con el mismo ángulo. De esta manera se consiguen eficiencias de -3.7 dB [177] o -3 dB [179]. Otro fenómeno importante es la dispersión en la red SWG que se puede disminuir reduciendo el periodo de la misma, mejorando el ancho de banda hasta los 115 nm [180]. Además, utilizando distintas geometrías en los huecos SWG [181] como trapezoides y alturas optimizadas (Fig. 2.34 (b)-(c)), se consiguen hasta 300 nm de ancho de banda con eficiencias de -2.8 dB [182].

La principal problemática de los acopladores convencionales es su dependencia con la polarización de la luz. Estos acopladores son muy selectivos en polarización ya que el índice de refracción de los modos TE y TM son muy diferentes, lo que producirá una diferencia muy grande entre los respectivos ángulos de radiación. Las estructuras SWG se pueden emplear también para cancelar esta dependencia, sintetizando adecuadamente el índice efectivo del medio equivalente para ambas polarizaciones [183]. Esta birrefringencia es mucho más pequeña cuando la capa de silicio es más espesa, específicamente mayor de 1  $\mu\text{m}$ , por lo que se pueden implementar acopladores independientes de la polarización [184] con un ancho de banda de 60 nm y una eficiencia de -4.5 dB. Para una altura de silicio estándar, existen algunas propuestas para conseguir un acoplo independiente de la polarización [185] (Fig. 2.34 (d)), o para acoplar ambas polarizaciones a la misma polarización, pero en dos guías diferentes [186].



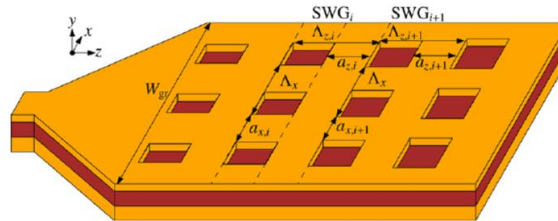


Fig. 2.33. Representación esquemática presentada en [131] de un acoplador apodizado utilizando estructuras SWG en la dirección transversal (x). Nótese que en la dirección de propagación (z) la estructura no presenta dimensiones sub-longitud de onda, si no que está sintonizada para actuar como una red de difracción.

Otra alternativa para acoplar la luz por superficie son las lentes GRIN de su nombre en inglés *graded-index lenses* [149], [150], [152], [187], [188]. Este tipo de lente está formada por una red unidimensional de estructuras periódicas de tal forma que el índice de refracción está sintonizado en la dirección transversal (Fig. 2.34 (e) y (f)). Normalmente esto se consigue manteniendo constante el periodo de las estructuras, pero optimizando el ciclo de trabajo cuidadosamente, para sintetizar un determinado perfil de índice y así conseguir un comportamiento focalizador, defocalizador o colimador. El rango de índices que se puede conseguir viene determinado por el MFS y el confinamiento vertical del modo.

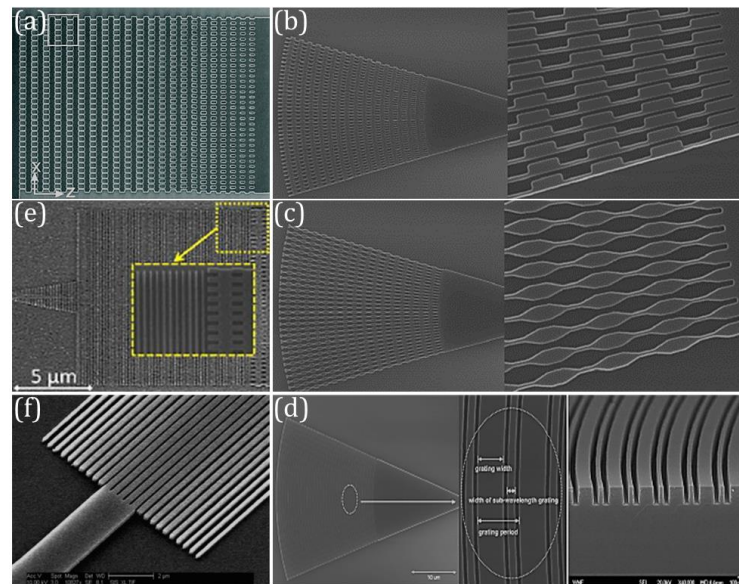


Fig. 2.34. Imágenes SEM de distintos tipos de *surface grating couplers* en SOI (a) [177], (b) y (c) [181] y (d) [185] y de distintos tipos de lentes GRIN (e) [188] y (f) [187].

## 2.4.6. Aplicación de guías SWG en divisores de potencia

Los divisores/acopladores de potencia son elementos fundamentales en los sistemas ópticos integrados, y en particular, en las redes de división de potencia y los interferómetros de los microespectrómetros de transformada de Fourier. Estos

dispositivos permiten dividir la potencia incidente en diferentes guías de onda según una determinada relación de división. Utilizados a la inversa, principalmente en las salidas, permite también acoplar la luz procedente de distintas guías de onda en una única guía. Al ser un elemento básico en circuitos fotónicos más complejos, se busca que sean lo más compactos posible, que presenten bajas pérdidas y que funcionen en un ancho de banda amplio.

El acoplador direccional (DC) es uno de los esquemas más populares para realizar divisores de potencia, debido principalmente a que tiene una configuración relativamente simple y por tanto conlleva una fabricación sencilla. Este dispositivo está formado por dos guías de onda paralelas situadas a una distancia cuidadosamente seleccionada, de tal forma que, a una cierta longitud, llamada longitud de acoplo, la luz se acopla de una guía a la otra. Este acoplo entre ambas guías es periódico en la dirección de propagación de la luz. En los DC convencionales, estas dos guías tienen exactamente los mismos parámetros geométricos. Su rendimiento es muy sensible en longitud de onda, debido principalmente a la dispersión de las guías, y en polarización y presenta bajas tolerancias ante errores de fabricación. Existen diferentes propuestas que intentan mejorar, de forma mayoritaria, el ancho de banda de los acopladores direccionales convencionales. Una de ellas consiste en conectar los DC en un MZI con brazos asimétricos en fase [189], para que las respuestas de los DC se puedan compensar. Siguiendo este esquema en [189] se consigue un ancho de banda de 140 nm con pérdidas menores de 1 dB. Esta propuesta, sin embargo, conlleva una complejidad notoria ya que la relación de acoplo de los dos DC y la diferencia de fase entre los dos brazos del interferómetro tienen que ser controlados con mucha precisión. Además, son dispositivos muy largos que rondan los cientos de micras. En los DC asimétricos las dos guías de onda cuentan con parámetros geométricos diferentes, sobre todo es el ancho de la guía lo que se modifica para obtener un control de la fase más preciso. Se pueden sintonizar diferentes relaciones de división (50/50, 75/25, 80/20 etc.) tanto para TE como para TM, obteniendo anchos de banda de más de 75 nm [190]. Por otro lado, la curvatura de la totalidad del acoplador mejora el ancho de banda, es lo que se denomina *bent* DC. En [191] se consigue aumentar el ancho de banda hasta los 110 nm en tan sólo 50  $\mu\text{m}$  de longitud, con pérdidas menores a 1 dB y para ambas polarizaciones. Sin embargo, la curvatura degrada la respuesta de fase del acoplador. Otra alternativa son los DC adiabáticos, es decir, aquellos que se basan en una conversión modal adiabática. Esto se consigue a través de la modificación adiabática (en forma de *taper*) de la geometría de las guías de onda en la región de acoplo. Esta propuesta consigue una división 50/50 con pérdidas tan bajas como 0.3 dB en un ancho de banda de 100 nm [192], sin embargo, conlleva un aumento de la longitud del dispositivo, p. ej. 300  $\mu\text{m}$  en [192].

Otra propuesta interesante son las denominadas uniones en Y o *Y-junction splitter*. Estos dispositivos consisten en una guía de onda que se divide en dos guías de onda de menor ancho formando una geometría en forma de Y. La principal ventaja de estos dispositivos es que son insensibles a las variaciones de índice de refracción y se pueden realizar con diseños sencillos [193], [194]. Pueden presentar pérdidas bajas y anchos de banda amplios, sin embargo, para conseguir bajas pérdidas el ángulo entre ambas salidas tiene que ser muy pequeño. Adicionalmente, debido a la estructura en punta en el punto de unión entre los brazos, son susceptibles a limitaciones de resolución de los procesos de fabricación, que aumentan las pérdidas por radiación del modo fundamental.

Los divisores de potencia basados en guías de onda plasmónicas consisten en guías de onda de índice de refracción alto (p. ej. silicio) separadas de una capa metálica (normalmente plata) a través de una región de índice de refracción bajo (p. ej. dióxido de silicio). Con estas guías se consiguen acopladores con un ancho de banda amplio en una longitud reducida, como en [195] que en una longitud de tan sólo 21.2  $\mu\text{m}$  se consigue una división 50/50 con pérdidas menores a 1 dB en un ancho de banda de 100 nm. El inconveniente de estas guías es que requieren una deposición de un metal plasmónico, lo que dificulta el proceso de fabricación.

Los acopladores de interferencia multimodal o *multimode interference couplers* (MMI) son dispositivos basados en el efecto de autoimágenes o fenómeno de Talbot [196]. Estos dispositivos están formados por una guía de onda monomodo conectada a una guía de onda de mayor ancho, denominada región multimodo, en la cual se van a excitar órdenes superiores que van a interferir creando autoimágenes de la entrada en posiciones específicas, determinadas por la longitud de batido [197]. Las guías de salida se sitúan en la posición de las autoimágenes de Talbot. Este tipo de acoplador usado como un divisor 50/50 ofrece bajas pérdidas en un ancho de banda grande, aunque su principal ventaja es que, debido a que la región multimodo es lo suficientemente ancha, presenta grandes tolerancias frente a errores de fabricación. No obstante, debido a errores en las autoimágenes y a la dispersión en la zona multimodal es difícil conseguir una relación de división 50/50 o pérdidas intrínsecas bajas en un ancho de banda amplio.

Las estructuras SWG han hecho posible la mejora del rendimiento de los diversos tipos de acopladores o divisores de potencia citados. Por ejemplo, se han utilizado estructuras SWG para el diseño de acopladores direccionales convencionales [198] (Fig. 2.35 (a)), consiguiendo pérdidas de menos de 0.6 dB en un ancho de banda de 100 nm y una longitud de tan sólo 19.2  $\mu\text{m}$ ; en acopladores direccionales adiabáticos, consiguiendo reducir la longitud a tan sólo 15  $\mu\text{m}$  con un ancho de banda de 185 nm y pérdidas por debajo de 0.11 dB [199] (Fig. 2.35 (b)); o en acopladores de interferencia multimodal, como es el caso de [200] en donde, aprovechando la birrefringencia de las estructuras SWG, consiguen diseñar un divisor con un ancho de banda sin precedentes de 300 nm con pérdidas por debajo de 1 dB (Fig. 2.35 (c)).

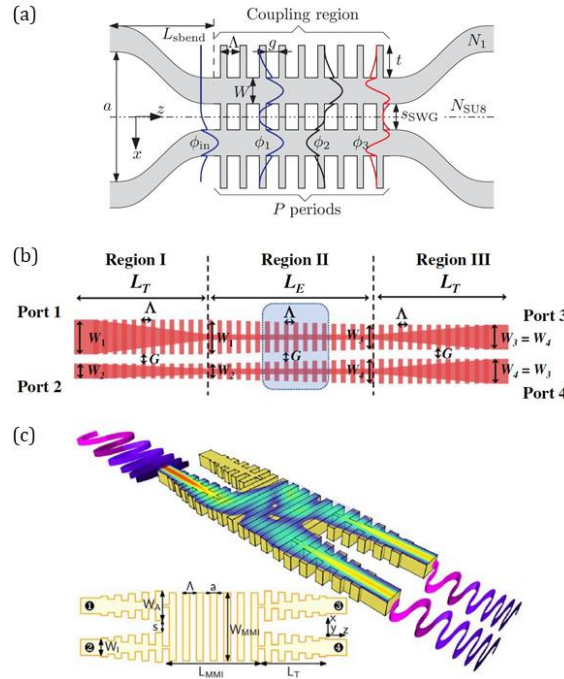


Fig. 2.35. Esquemas de distintos tipos divisores de potencia mejorados utilizando la tecnología SWG: (a) acoplador direccional convencional [198], (b) acoplador direccional adiabático [199] y (c) acoplador de interferencia multimodal [200].

#### 2.4.7. Microespectrómetro SHFT basado en SWG

Finalmente, la tecnología SWG puede aplicarse en el núcleo de los espectrómetros SHFT, es decir en el *array* de elementos interferométricos. En concreto, se ha propuesto un microespectrómetro SHFT en el que las diferencias de caminos ópticos se implementan modificando el índice de grupo en uno de los brazos del interferómetro mediante metamateriales SWG [201]. En este espectrómetro SHFT basado en estructuras SWG (Fig. 2.36), los dos brazos de todos los interferómetros MZ que conforman el *array* tienen la misma longitud física. El primero de los dos brazos de cada interferómetro está formado por una guía de onda homogénea mientras que en el segundo brazo se reemplaza una sección de guía homogénea por una sección SWG. La longitud de esta sección SWG crece linealmente a lo largo del *array*. Para conectar las secciones SWG con la guía homogénea se utilizan convertidores de modo SWG de 50  $\mu\text{m}$  de largo, permitiendo una transición adiabática del modo guiado. Para minimizar el desajuste de las pérdidas y la distorsión espectral entre los dos brazos del interferómetro debido a la presencia de estos convertidores, se incluyen también en el primer brazo del interferómetro. Para dividir el haz de entrada entre los dos brazos del interferómetro y recombinarlos a la salida se utilizan divisores en Y, si bien este sistema también podría implementarse incluyendo arquitecturas multiapertura.

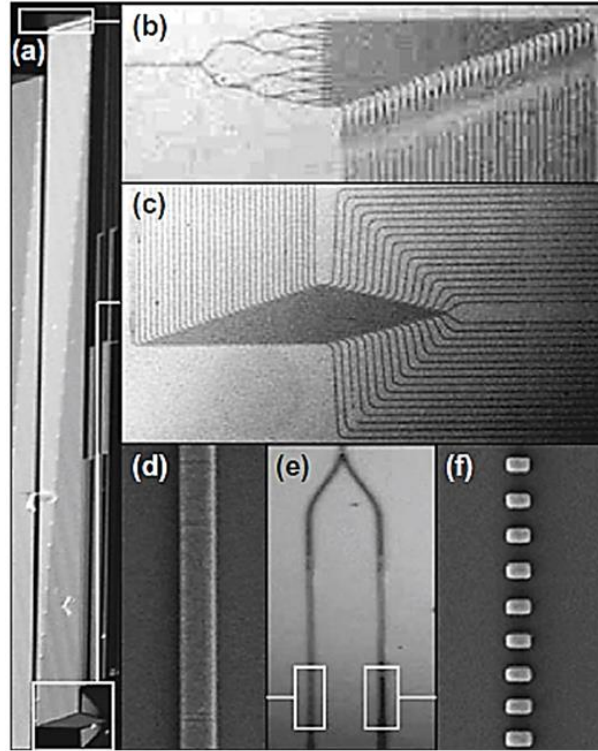


Fig. 2.36. Espectrómetro SHFT formado por un *array* de MZI que incorporan una sección SWG para modificar el camino óptico mediante ingeniería del índice de refracción [201].

El dispositivo fabricado tiene un total de 32 MZI con un incremento de longitud física entre secciones SWG de MZI adyacentes de  $470 \mu\text{m}$ . Como ambos brazos del interferómetro tienen una longitud idéntica, la máxima diferencia de camino óptico y, por tanto, la resolución del dispositivo estará determinada por la diferencia de índice de grupo entre la guía homogénea,  $n_{g,h}$ , y la sección de guía SWG,  $n_{g,SWG}$ :

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{x_{max}} = \frac{\lambda_0^2}{L(n_{g,h} - n_{g,SWG})} \quad (2.33)$$

El microespectrómetro de la imagen está fabricado en SOI con una altura de la capa de silicio de  $260 \text{ nm}$  encima de una capa de sustrato de sílice de  $2 \mu\text{m}$  de altura. El revestimiento superior está formado por una capa de  $2 \mu\text{m}$  de altura del polímero SU-8, con un índice de refracción de  $1.52$  a una longitud de onda de  $1.55 \mu\text{m}$ . Las secciones de guía SWG tienen un ancho de  $300 \text{ nm}$ , una longitud mínima de  $200 \text{ nm}$  y un ciclo de trabajo del  $50 \%$ , lo que da lugar a un índice de grupo de  $1.51$  para la polarización TM a una longitud de onda central de  $1.55 \mu\text{m}$ . Este valor es significativamente menor que el índice de grupo de las guías homogéneas (4.38), dando lugar a una alta resolución en un tamaño muy reducido. Para una longitud física de los brazos del interferómetro de  $1.5 \text{ cm}$ , la diferencia de camino óptico corresponde a una resolución espectral teórica de  $55 \text{ pm}$ . Además, dado que los brazos de todos los interferómetros cuentan con la misma longitud, las pérdidas de propagación serán iguales y por tanto no habrá pérdidas de visibilidad a lo largo del *array*.

## 2.5. Retos de la espectrometría integrada de transformada de Fourier

A pesar de los grandes avances en el campo de los espectrómetros de transformada de Fourier integrados en guías de onda de silicio sobre aislante, actualmente existen dos grandes retos que limitan su aplicación más allá de demostradores y pruebas de concepto de laboratorio. Dichos retos son precisamente la gestión de la dependencia térmica y de la birrefringencia de los dispositivos.

En primer lugar, la dependencia térmica de las guías de onda de silicio de la plataforma de silicio sobre aislante produce alteraciones en las constantes de propagación de los modos en las guías introduciendo errores de fase que alteran el espectro recuperado por los espectrómetros de transformada de Fourier integrados. Esta alteración produce importantes limitaciones de funcionamiento y, en muchos casos, directamente la inoperabilidad del dispositivo en condiciones reales de temperatura variable. La base teórica de este primer problema, así como las soluciones existentes en el estado del arte para su gestión, y las propuestas específicas de la presente tesis se detallan en el capítulo 3.

En segundo lugar, los espectrómetros de transformada de Fourier implementados en plataformas de fabricación de alto contraste de índice de refracción, como la plataforma de silicio sobre aislante, cuentan con un gran confinamiento modal y, por tanto, una considerable reducción en sus dimensiones. Sin embargo, la gran sensibilidad a la polarización de este tipo de plataformas hace que la operabilidad de estos dispositivos se vea enormemente afectada en presencia de una polarización híbrida, requiriendo nuevos dispositivos integrados de control de polarización. La base teórica de este primer problema, así como las soluciones existentes en el estado del arte para su gestión, y las propuestas específicas de la presente tesis se detallan en el capítulo 4.

# CAPÍTULO 3

## **MITIGACIÓN DE DEPENDENCIA TÉRMICA EN MICROESPECTRÓMETROS DE TRANSFORMADA DE FOURIER**

La dependencia térmica inherente a los materiales que conforman la plataforma de silicio sobre aislante afecta notablemente a los microespectrómetros de transformada de Fourier, resultando en una rápida degradación del espectro recuperado ante cambios ambientales. Adicionalmente, este efecto se vuelve más crítico al aumentar la resolución del dispositivo. En este capítulo se explicará la problemática térmica asociada a las guías de onda de silicio y su efecto específico en los espectrómetros integrados, así como las distintas soluciones presentes en el estado del arte. A continuación, se presentarán las alternativas propuestas por el presente trabajo basadas respectivamente en calibración multimatricial y aprendizaje máquina.

- 3.1. Errores derivados de la integración de espectrómetros SHFT
- 3.2. Dependencia térmica de los espectrómetros SHFT integrados en SOI
- 3.3. Técnicas propuestas por la presente tesis para la mitigación de desviaciones térmicas

### 3.1. Errores derivados de la integración de espectrómetros SHFT

#### 3.1.1. Desviaciones de fabricación respecto al modelo ideal

Para poder analizar el efecto de las condiciones ambientales sobre los microespectrómetros de transformada de Fourier, resulta conveniente revisar primeramente cómo afectan a estos dispositivos las desviaciones experimentales respecto a los supuestos ideales descritos en el capítulo 2.

En un caso ideal en el que las funciones de transmitancia de los interferómetros coincidan perfectamente con la respuesta teórica, es decir, sus máximos estén alineados a la longitud de onda de Littrow, el espectro de entrada se puede recuperar fácilmente aplicando la Ec. (2.25) o Ec. (2.26) al interferograma de salida. Esto es, aplicando la inversa de la transformada de Fourier discreta del coseno. Sin embargo, el proceso de fabricación fotónica induce dos importantes desviaciones respecto al comportamiento ideal de estos dispositivos [6]. La primera desviación consiste en variaciones de visibilidad o errores de amplitud a lo largo del array de interferómetros. Estas variaciones de amplitud se producen por las pérdidas de propagación desiguales entre las distintas guías de onda a través del *array*, debido principalmente a la longitud creciente del brazo desfasador. La visibilidad ( $V$ ) de la función de transmitancia de un MZI está relacionada con la intensidad de salida de los dos brazos del interferómetro antes de la recombinación,  $I_1$  e  $I_2$ , de la forma:

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (3.1)$$

donde  $I_{max}$  e  $I_{min}$  representan las intensidades máxima y mínima medidas a la salida del MZI.

Dada la ecuación anterior, la visibilidad será máxima, e idealmente igual a 1, cuando la diferencia de camino óptico entre los dos brazos del interferómetro sea cero ( $I_1 = I_2$ ). A medida que esta diferencia aumenta a lo largo del array, la visibilidad se verá reducida, hasta alcanzar un mínimo en el interferómetro más desbalanceado. A esta reducción de visibilidad por pérdidas de propagación se suma adicionalmente cualquier pérdida por defectos de fabricación como, por ejemplo, imperfecciones en el sistema de distribución de potencia de entrada, o en los acopladores de salida. Si bien estas reducciones de contraste en las franjas inducen una apodización natural (véase epígrafe 2.3.4), es necesario considerarla a la hora de realizar la recuperación espectral del interferograma, pudiendo llegar a limitar la resolución máxima alcanzable por el dispositivo.

En la Fig. 3.1 (a) se muestra la respuesta de un espectrómetro SHFT ideal en ausencia de pérdidas y errores de fabricación. El eje  $x$  muestra el número de interferómetros dentro del array, mientras que el eje  $y$  corresponde a la longitud de onda dentro del rango espectral libre. Tal y como se puede apreciar en la imagen, al no considerarse las pérdidas de propagación, la potencia máxima de salida de los interferómetros es uniforme independientemente de su desbalanceo. En la Fig. 3.1 (b) se muestra la respuesta del mismo espectrómetro en condiciones reales, es decir, en presencia de



pérdidas de propagación y de errores de fabricación inherentes a la integración fotónica. Obviando por el momento el desalineamiento de las franjas, se aprecia claramente que a medida que el número de interferómetro (y por lo tanto el desbalanceo) aumenta, la potencia medida por el mismo disminuye. Esta reducción de visibilidad limita la máxima diferencia de camino óptico implementable y, por lo tanto, la máxima resolución alcanzable.

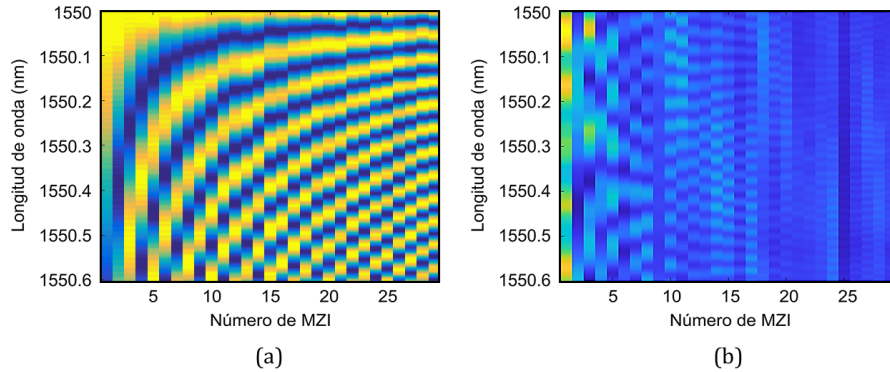


Fig. 3.1. Respuesta espectral de un espectrómetro SHFT integrado en (a) un caso ideal sin pérdidas de propagación ni errores de fabricación, y (b) una implementación experimental real. Nótese que cada columna equivale a la respuesta con la longitud de onda de un determinado interferómetro (función de transmitancia), mientras que cada fila corresponde a la respuesta de todos los interferómetros a una longitud de onda determinada (interferograma).

Las diferencias de visibilidad pueden ser fácilmente compensadas en la etapa de procesamiento de datos a través de técnicas de normalización, es decir, haciendo que cada término del interferograma sea relativo a un valor máximo de potencia de salida del interferómetro. El resultado de estas correcciones se puede ver en la Fig. 3.2. Siguiendo esta técnica de normalización la Ec. (2.26) queda de la siguiente manera:

$$B(\bar{\sigma}) = \frac{2\Delta x_{max}}{N} \sum_i^N \frac{I(x_i) - I_{min}(x_i)}{I_{max}(x_i) - I_{min}(x_i)} A(x_i) \cos 2\pi \bar{\sigma} x_i \quad (3.2)$$

Nótese que los interferómetros de menor visibilidad también llevan asociados una reducción de SNR, que no es compensada por dicha normalización. No obstante, la arquitectura SHFT permite una SNR de partida mejor que otros espectrómetros, gracias al incremento de *étendue* y a la posibilidad de promediar múltiples medidas instantáneas.

La segunda desviación del modelo teórico a causa de la integración fotónica de los microespectrómetros consiste en desviaciones de la frecuencia de oscilación de la función de transmitancia de cada interferómetro respecto a su valor nominal. En el caso ideal, la frecuencia de oscilación de los interferómetros, proporcional a la diferencia de camino óptico, aumenta linealmente a lo largo del array. De esta forma, la frecuencia de oscilación del último interferómetro será exactamente  $N$  veces mayor que la frecuencia de oscilación del primero. Esta progresión puede observarse con claridad en la Fig. 3.1 (a), donde la frecuencia de la función de transmitancia de cada interferómetro, representada en cada columna, aumenta a medida que aumenta el

número de interferómetro. Dicho de otra manera, es fácilmente apreciable la variación del número de máximos de cada función de transmitancia con el desbalanceo.

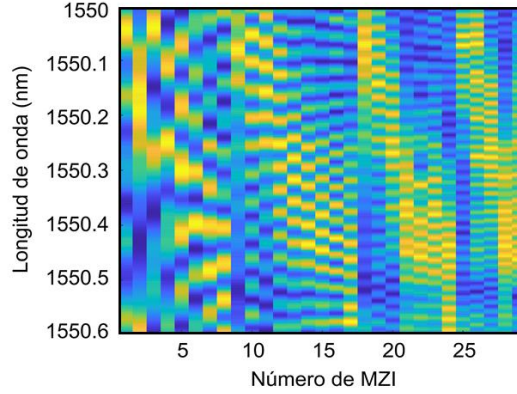


Fig. 3.2. Respuesta en presencia de errores de fabricación de un espectrómetro SHFT integrado con los errores de amplitud corregidos mediante técnicas de normalización.

No obstante, los errores de fabricación y las pequeñas fluctuaciones en las propiedades geométricas de las guías de onda fabricadas (particularmente su anchura), producen cambios en las constantes de propagación de los modos, o equivalentemente, fluctuaciones en el índice efectivo de las guías. Estas fluctuaciones de índice efectivo dan lugar a errores aleatorios en las diferencias de camino óptico de cada interferómetro, por tanto, las frecuencias de oscilación de las funciones de transmitancia no presentan una relación lineal. Se produce entonces un desalineamiento de los máximos de las funciones de transmitancia de los MZI que puede modelarse como errores de fase aleatorios, y que evitan que se satisfaga la condición del número de onda de Littrow. El error de fase  $\delta\phi_i$  se puede expresar para el MZI número  $i$  como:

$$\delta\phi_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} \delta n_{eff}(i) L_i \quad (3.3)$$

donde  $\delta n_{eff}(i)$  y  $L_i$  denotan la fluctuación del índice efectivo y la longitud del brazo del MZI, respectivamente.

Este efecto puede apreciarse en la Fig. 3.1 (b), o más fácilmente en la Fig. 3.2, en las que se puede ver que cada una de las funciones de transmitancia ha sufrido un desplazamiento y no existe una longitud de onda de Littrow para la cual todas están alineadas. En estas circunstancias, la base de la transformación deja de ser ortogonal, por lo que no puede aplicarse la transformada de Fourier (Ec. (2.26)) para una recuperación práctica del espectro de entrada, siendo necesario desarrollar nuevas técnicas de análisis.

### 3.1.2. Técnicas de compensación de errores de fabricación

Para compensar los errores de fase producidos por desviaciones en el proceso de fabricación, se han propuesto tanto soluciones *hardware* como *software*. Las

soluciones *hardware* se basan en elementos activos que permiten corregir las desviaciones en los caminos ópticos de cada interferómetro, ya sea mediante moduladores electroópticos [117] (Fig. 3.3 (a)) o termoópticos [202], [203] (Fig. 3.3 (b) y (c)). En el caso de la modulación termoóptica, mediante fuentes de calor dispuestas junto a uno de los brazos del interferómetro, se modifica el índice efectivo de las guías de onda hasta alinear el máximo de la función de transmitancia de cada MZI a la longitud de onda de Littrow. Una vez alineados todos los interferómetros, es posible realizar la recuperación espectral mediante técnicas de transformada de Fourier tradicional.

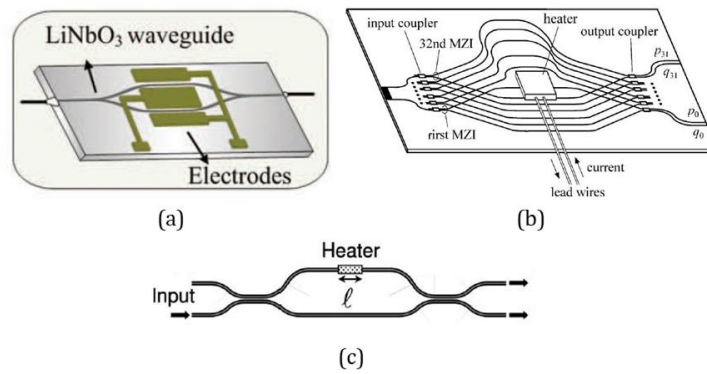


Fig. 3.3. Esquemas ilustrativos de distintas soluciones hardware del estado del arte para la compensación de los errores de fase producidos por desviaciones en el proceso de fabricación, basados en (a) modulación electroóptica [117] y (b) y (c) modulación termoóptica [202] y [203], respectivamente.

Sin embargo, el uso de elementos activos aumenta enormemente la complejidad de fabricación y uso del sistema, ya que para cada interferómetro es necesario un calentador independiente, con su electrónica de control, así como un proceso de alineamiento elaborado antes de cada medida. Asimismo, las separaciones entre calentadores necesarias para mantener la independencia térmica de cada interferómetro suponen un aumento del tamaño total del dispositivo.

Para evitar estas desventajas, se desarrolló un algoritmo de recuperación espectral totalmente pasivo basado en matrices de calibración [6]. Esta técnica incorpora al procesamiento matemático de los datos todos los errores de fase experimentales producidos durante el proceso de fabricación, y evita la necesidad de elementos *hardware* activos. De acuerdo con este algoritmo, se mide la función de transmitancia de cada MZI para un conjunto de longitudes de onda equidistantes dentro del rango espectral libre del dispositivo. Como resultado se obtiene una matriz de calibración  $C$  de dimensiones  $M \times N$ , donde las filas,  $M$ , corresponden a la potencia normalizada del interferograma para cada longitud de onda, mientras que las columnas,  $N$ , representan la respuesta espectral de cada MZI incluyendo errores de fase y amplitud. Se puede ver un ejemplo de una matriz de calibración experimental en la Fig. 3.1 (b). Esta matriz de calibración se puede relacionar con el interferograma medido,  $\Gamma(x_i)$ , y la densidad espectral de entrada,  $B$ , a través de la siguiente ecuación:

$$\Gamma(x_i) = B(\lambda_k) \times C(x_i, \lambda_k) \quad (3.4)$$

En un caso ideal, sin errores de fase, la matriz de calibración es perfectamente invertible ya que el sistema es ortogonal. La densidad espectral de la señal de entrada sería por lo tanto recuperable multiplicando el interferograma por la inversa de la matriz, esto es,  $\Gamma(x_i) C^{-1}$ . Sin embargo, en presencia de errores de fase, el sistema pierde la ortogonalidad y la matriz de calibración no es invertible, necesitando entonces la pseudoinversa de la matriz para recuperar el espectro, es decir,  $\Gamma(x_i) C^+$ .

La primera aplicación del método basado en matrices de calibración se presenta en [6] para el caso de un espectrómetro SHFT fabricado en SOI. El espectrómetro está formado por un array de 32 MZI con microespirales fotónicas en uno de los brazos de cada interferómetro, alcanzando una longitud máxima de 1.13 cm en un diámetro de tan sólo 270  $\mu\text{m}$  (Fig. 3.4 (a)). En la Fig. 3.4 (b) se pueden observar diversos espectros de entrada recuperados mediante el algoritmo de recuperación espectral basado en matrices de calibración [6]. En particular, se presenta la recuperación de una fuente láser estrecha y de dos dobletes, demostrando una resolución espectral de 42 pm en un FSR de 0.75 nm.

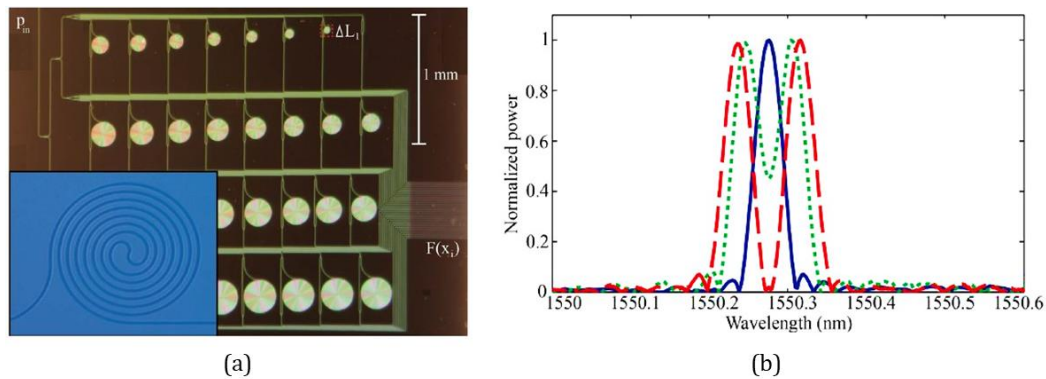


Fig. 3.4. Espectrómetro SHFT formado por un array de 32 MZI con espirales microfotónicas extraído de [6]: (a) micrografía óptica y (b) espectros recuperados a través de datos experimentales de dicho espectrómetro y utilizando la técnica de matrices de calibración para el caso de: una fuente de luz láser estrecha (línea azul sólida) y dos dobletes de dos líneas monocromáticas separadas 56 pm (línea verde punteada) y 80 pm (línea roja rayada).

A pesar de su simplicidad, este método se ha aplicado exitosamente y ha permitido el desarrollo e implementación de microespectrómetros de alta resolución sin compensación activa de los errores de fase. En la Tabla 3-1 se resumen los principales parámetros de diferentes espectrómetros en el estado del arte que deben su funcionamiento al método de las matrices de calibración. En [204] implementan por primera vez un espectrómetro híbrido que combina un espectrómetro SHFT y un espectrómetro *speckle* (Fig. 3.5 (a)). El espectrómetro SHFT está compuesto por un array de 64 MZI, con un incremento de OPD de 50  $\mu\text{m}$  entre interferómetros adyacentes. Los interferómetros están fabricados en SOI con una altura de silicio de 220 nm. La oblea de silicio tiene una longitud de 8.5 mm y un grosor de 675  $\mu\text{m}$  y se comporta como una guía de onda plana multimodo por debajo de las guías de onda del espectrómetro SHFT. Esta guía multimodo soporta varios cientos de miles de modos ópticos que interfieren y producen una imagen a la salida del chip, formando el espectrómetro *speckle*. De esta manera con una fibra óptica monomodo de entrada de gran apertura numérica se introduce la luz en ambos espectrómetros,

propagándose de forma simultánea por los MZI y por la guía multimodo, formando un espectrómetro híbrido. Con esta configuración se consigue a través del método de matrices de calibración una resolución de 1.12 pm a una longitud de onda de 1.55  $\mu\text{m}$ . En [205] presentan un espectrómetro SHFT integrado en SOI formado por un *array* de 17 interferómetros Mach-Zehnder con el que demuestran que el número de interferómetros se puede reducir casi a la mitad utilizando ambas polarizaciones (TE y TM). Para ello se modifica el ancho de las guías de onda que conforman los interferómetros para implementar OPD uniformemente espaciados de acuerdo con las constantes de propagación de ambas polarizaciones. Utilizando el método de recuperación espectral basado en matrices de calibración y su pseudoinversa consiguen una resolución de 27.5 pm a una longitud de onda de 1.55  $\mu\text{m}$ . Otro ejemplo en el infrarrojo cercano se presenta en [9] en el que implementan un espectrómetro SHFT en SOI formado por un interferómetro reconfigurable en el que cada brazo está formado por una cascada de MZI desbalanceados y moduladores termoópticos (Fig. 3.5 (b)). Con esta configuración consiguen una resolución de 100 pm a una longitud de onda de 2.3  $\mu\text{m}$  a través de matrices de calibración.

En el rango del infrarrojo medio también hay propuestas interesantes. En [10] presentan un espectrómetro SHFT implementado en una plataforma de silicio enriquecido con germanio. Las guías de onda que conforman el espectrómetro están formadas por distintas capas de silicio con una concentración de germanio linealmente modificada, lo que permite un confinamiento óptimo del modo en el interior de la guía en un rango muy amplio de longitudes de onda. El espectrómetro está formado por un total de 19 MZI con un OPD máximo de 178.6  $\mu\text{m}$  y a través del algoritmo basado en matrices de calibración se consigue una resolución de entre 38 nm y 108 nm a una longitud de onda de entre 5  $\mu\text{m}$  y 8.5  $\mu\text{m}$ , respectivamente. En [206] proponen un SHFT formado por un *array* de MZI con un OPD linealmente creciente que además incluye en cada interferómetro un segmento de guía de onda común con camino óptico térmicamente modificable (Fig. 3.5 (c)). La resolución del espectrómetro está determinada por el máximo OPD, mientras que el ancho de banda por el mínimo OPD inducido térmicamente. El espectrómetro está fabricado en silicio enriquecido con germanio y utilizando el método de la pseudoinversa produce una resolución de 89 nm a una longitud de onda de 7.7  $\mu\text{m}$ .

En [207] implementan un espectrómetro SHFT en silicio sobre zafiro, con una altura del silicio de 600 nm y un ancho de las guías de onda de 1.2  $\mu\text{m}$ . El espectrómetro está formado por 12 MZI con un incremento de OPD de 41  $\mu\text{m}$  entre interferómetros. En este trabajo obvian los errores de fase inducidos por las desviaciones de fabricación y realizan la recuperación espectral directamente a través de la transformada discreta de Fourier consiguiendo una resolución de 11 nm a una longitud de onda de 3.3  $\mu\text{m}$  (Fig. 3.5 (d)).

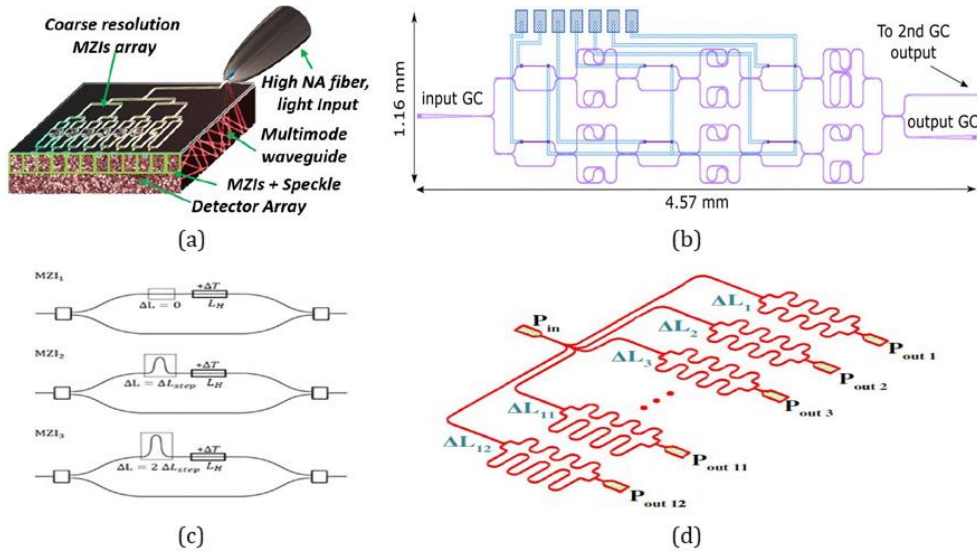


Fig. 3.5. Esquemas ilustrativos de microespectrómetros del estado del arte para la banda espectral del infrarrojo cercano (a) y (b), [204] y [9] respectivamente, y la del infrarrojo medio (c) y (d), [206] y [207] respectivamente, que deben su funcionamiento a la evolución de los algoritmos pasivos de recuperación espectral.

Tabla 3-1. Tabla comparativa de resultados experimentales de distintos microespectrómetros SHFT del estado del arte que utilizan algoritmos de recuperación espectral basados en matrices de calibración.

Referencia	$\delta\lambda$	$\lambda_0$	Área
[6]	0.05 nm	1550 nm	12 mm <sup>2</sup>
[9]	0.1 nm	2300 nm	5.3 mm <sup>2</sup>
[10]	38 nm	5000 nm	1.5 cm <sup>2</sup>
[204]	0.001 nm	1550 nm	1 cm <sup>2</sup>
[205]	0.028 nm	1500 nm	-
[206]	89 nm	7700 nm	-
[207]	11 nm	3300 nm	-

## 3.2. Dependencia térmica de los espectrómetros SHFT integrados en SOI

### 3.2.1. Errores de fase adicionales derivados de la dependencia térmica de las guías de silicio

La evolución de los algoritmos pasivos de recuperación espectral ha permitido e impulsado el desarrollo de diversas propuestas, anteriormente irrealizables, para distintos rangos espectrales, especialmente el infrarrojo cercano y el infrarrojo medio [9], [10], [204], [205], [206], [207]. Sin embargo, para asegurar la correcta implementación de estos algoritmos, y en particular, de los algoritmos basados en

matrices de calibración, las funciones de transmitancia de los MZI tienen que permanecer invariantes entre los procesos de medida de la matriz de calibración y del interferograma. La dependencia térmica de las guías de onda de silicio impide el cumplimiento de este requerimiento, ya que las variaciones de temperatura cambian el índice efectivo de las guías de onda y, por lo tanto, la diferencia de camino óptico de cada interferómetro. En particular, los coeficientes termoópticos ( $dneff/dT$ ) de las guías de onda de silicio usadas en los resultados de la Fig. 3.4 [6] son de  $1.8 \times 10^{-4} K^{-1}$  y  $1.2 \times 10^{-4} K^{-1}$  para las polarizaciones TE y TM, respectivamente, a una longitud de onda de  $1.55 \mu m$  [13]. Esto altera significativamente las funciones de transmitancia de los MZI incluso para variaciones térmicas muy pequeñas del orden de  $0.1^\circ C$ , produciendo errores de fase adicionales. Estos errores producen a su vez un desplazamiento de la longitud de onda central del espectro recuperado, así como la aparición de artefactos o lóbulos laterales que degradan el espectro. Debido a que los errores de fase térmicamente inducidos aumentan con el desbalanceo del interferómetro, esto impone condiciones de estabilización térmica más estrictas, particularmente para dispositivos con mayor resolución espectral, limitando la aplicabilidad de los espectrómetros SHFT integrados en la detección de características de absorción.

### 3.2.2. Soluciones en el estado del arte

Existen diferentes propuestas, tanto a nivel *software* como *hardware*, en el estado del arte para abordar la fuerte dependencia térmica de las guías de onda de silicio en microespectrómetros, que se encuentran resumidas en la Tabla 3-2. La solución mayoritaria está basada en el uso de sistemas activos de estabilización de la temperatura en ambientes muy controlados [9]. Esta propuesta, aunque para propósitos académicos o de investigación en laboratorio es fácilmente implementable, presenta limitaciones considerables en casos de uso con condiciones ambientales no controladas.

Alternativamente, existen propuestas a nivel *software* para mitigar este problema. En [8] hacen uso también de matrices de calibración, pero para la recuperación espectral no utilizan la pseudoinversa de la matriz si no que desarrollan técnicas de regularización basadas en el aprendizaje automático o *machine learning* (ML), específicamente utilizan un método de regresión regularizado denominado ‘elastic- $D_1$ ’. Este tipo de técnica computacional avanzada se aplica en una etapa de posprocesado para el caso de un espectrómetro FT integrado digital formado por un MZI reconfigurable con un calentador en uno de sus brazos (Fig. 3.6 (a)), obteniendo una resolución de  $0.2 \text{ nm}$ . Sin embargo, para espectros de entrada de ancho de banda amplio, debido principalmente a que el interferograma está limitado en ancho de banda en el dominio espacial, la técnica presenta errores en los bordes del espectro que requieren de un mayor número de diferencias de caminos ópticos.

Otra alternativa que combina los niveles *hardware* y *software* se presenta en [12], donde se deriva una relación FT entre el interferograma medido y la densidad espectral de la señal de entrada, que incorpora la dispersión y la expansión térmica de las guías de onda, además de la no linealidad termoóptica derivada del uso de calentadores. Este método se aplica a un MZI reconfigurable con un calentador en cada brazo (Fig. 3.6 (b)), obteniendo una resolución de  $3 \text{ nm}$ . Los MZI reconfigurables permiten la implementación de diferencias de caminos ópticos lo suficientemente



grandes para alcanzar resoluciones tan altas sin la necesidad de aumentar el número de interferómetros y por lo tanto aumentar el tamaño del espectrómetro. No obstante, además del aumento de la complejidad de fabricación y del sistema a causa del uso de elementos activos, la temperatura de los calentadores y por lo tanto la potencia necesaria para implementar esos caminos ópticos es, generalmente, muy alta. Por otro lado, los recursos y tiempo computacionales requeridos por este tipo de técnicas son mayores que aquellos necesarios para el uso del método de la matriz pseudoinversa.

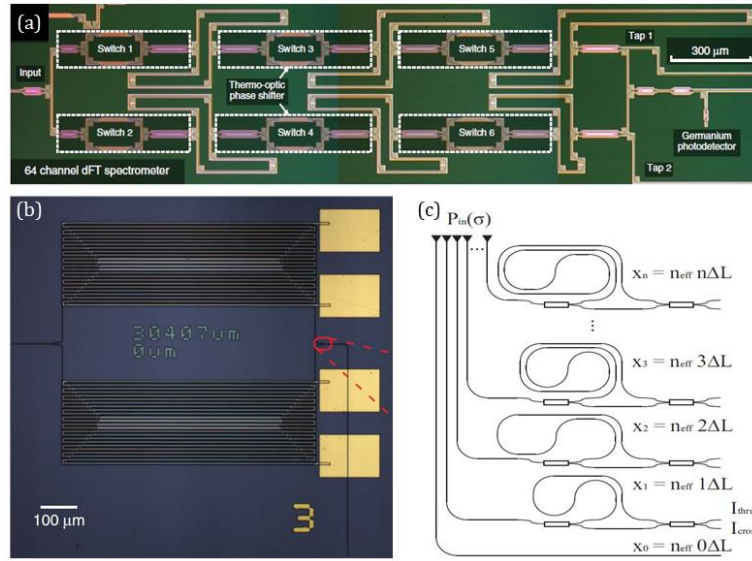


Fig. 3.6. Micrografías ópticas de los espectrómetros presentados en (a) [8] y (b) [12] y (c) esquema ilustrativo del espectrómetro utilizado en [14].

Finalmente, es posible abordar este problema a nivel de guía de onda, eliminando o reduciendo su dependencia térmica ( $dn_{eff}/dT = 0$ ). Una propuesta para implementar guías de onda con un comportamiento atérmico se propone en [13] (véase epígrafe 2.4.2) para la polarización TE, donde demuestran de forma experimental un coeficiente termoóptico de tan sólo  $1.8 \times 10^{-6} K^{-1}$  a una longitud de onda de  $1.55 \mu m$ , dos órdenes de magnitud menor que una guía de silicio convencional,  $1.8 \times 10^{-4} K^{-1}$ . La técnica consiste en utilizar guías de onda de silicio con un núcleo sublongitud de onda, de tal manera que seleccionando una cubierta superior con un coeficiente termoóptico negativo se pueda cancelar o contrarrestar el alto coeficiente termoóptico positivo del silicio. En concreto en [13] utilizan la plataforma SOI con una cubierta superior de polímero SU-8 que presenta, para la misma longitud de onda, un coeficiente termoóptico de  $-1.1 \times 10^{-4} K^{-1}$ . Otras alternativas utilizan otro tipo de polímero para la atermalización de resonadores en anillo como el LFR-373 [208] o el PSQ-LH [209], consiguiendo una dependencia térmica de tan sólo 0.2 pm/K y 5pm/K, respectivamente. Sin embargo, el uso de polímeros está limitado por su dependencia con las condiciones ambientales, como la humedad o la presión. También se han utilizado otros materiales como dióxido de titanio ( $TiO_2$ ) y nitruro de silicio ( $Si_3N_4$ ), obteniendo dependencias de 0.09 nm/K [210] o coeficientes termoópticos de  $1 \times 10^{-6} K^{-1}$  [211]. Otra alternativa propuesta para conseguir la independencia térmica consiste en combinar guías de onda con



distintas geometrías y respuestas térmicas en los MZI. En particular en [212] se combinan guías con distinto ancho, incorporando un segmento de guía con ancho modificado en uno de los brazos de un MZI y ajustando su longitud relativa respecto al otro brazo, consiguiendo una dependencia de tan sólo 5 pm/K. En [213] combinan guías *strip* y guías *slot* para la atermalización consiguiendo una dependencia de 5 pm/K. Este tipo de guías atérmicas presentan típicamente un ancho de banda limitado, su fabricación es más compleja debido al uso de materiales específicos para la cubierta o sus tolerancias de fabricación son bajas. Adicionalmente, no se han aplicado ni se han propuesto para su uso en los interferómetros de un espectrómetro ya que tendrían problemas de escalabilidad.

En [14] presentan otra arquitectura de guías de onda atérmicas mediante una estructura multicapa formada por dos capas de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  separadas por una capa de 90 nm de  $\text{SiO}_2$ . A partir de estas guías de onda, implementan un espectrómetro FT formado por un array de 100 MZI con entradas independientes (Fig. 3.6 (c)) obteniendo una resolución de 50 pm a una longitud de onda de 1.66  $\mu\text{m}$ . La sensibilidad térmica del dispositivo se reduce sustancialmente, permitiendo su operación en un ambiente dinámico y reduciendo la necesidad de una compensación térmica activa. En particular, este espectrómetro se ha utilizado para demostrar, por primera vez, la detección de características de absorción atmosféricas, específicamente para la detección de metano. Una desventaja de esta propuesta es que las guías de onda están formadas por diferentes capas lo que conlleva un mayor número de pasos de fabricación y además el material utilizado para la cubierta no es estándar en las *foundries* de fabricación fotónica, por lo que el proceso de fabricación es más complicado y caro.

Tabla 3-2. Tabla comparativa de las distintas soluciones presentes en el estado del arte para el problema de la dependencia térmica en las guías de onda de los microespectrómetros.

Referencia	Solución a la dependencia térmica	$\delta\lambda$	$\lambda_0$	Área
[6]	Matrices de calibración	0.05 nm	1550 nm	12 mm <sup>2</sup>
[8]	Algoritmos de aprendizaje automático	0.2 nm	1550 nm	2.89 cm <sup>2</sup>
[12]	Derivación de relación FT	3 nm	1550 nm	1 mm <sup>2</sup>
[14]	Guías atérmicas con estructura multicapa	0.05 nm	1666 nm	264 mm <sup>2</sup>

En este trabajo, proponemos varias técnicas de mitigación de derivas térmicas específicamente desarrolladas para espectrómetros SHFT, válidas para procesos de fabricación estándar, y sin necesidad de elementos activos de compensación.

### 3.3. Técnicas propuestas por la presente tesis para la mitigación de desviaciones térmicas

#### 3.3.1. Introducción a las soluciones propuestas en este trabajo

Con el objetivo de mitigar la fuerte dependencia térmica presente en los espectrómetros de transformada de Fourier espacialmente heterodinos, en este trabajo se presenta primeramente un método de recuperación espectral que incluye dos novedosos algoritmos basados en la calibración sensible a la temperatura y la corrección de los errores de fase. La aplicación combinada de estos dos algoritmos posibilita la recuperación espectral mediante los algoritmos de Fourier tradicionales. Sin embargo, para aquellas aplicaciones como la identificación de gases que sólo requieren una clasificación robusta en un amplio rango de condiciones de operación, proponemos un segundo método basado en el aprendizaje automático para detección y clasificación de características de absorción que obvia la necesidad de la recuperación del espectro de entrada evitando un gran número de medidas auxiliares, así como una calibración de gran precisión.

En el primer algoritmo, se proporciona una calibración sensible a temperatura basada en la medida de múltiples matrices de calibración para el mismo dispositivo a diferentes temperaturas. La matriz de calibración apropiada para cada caso es seleccionada para cada recuperación espectral en función de las condiciones del chip de medida en cada instante. El número de matrices de calibración requeridas depende de la relación entre el rango de temperaturas máximo y mínimo para una aplicación específica. En cada matriz de calibración, la función de transmitancia de cada MZI se mide a diferentes longitudes de onda equidistantes dentro del FSR del dispositivo. Por tanto, cada matriz constará de la potencia normalizada del interferograma de salida para cada longitud de onda. La correcta selección de la matriz de calibración dependiente de la temperatura se realiza mediante una medida auxiliar de la temperatura del chip fotónico. De este modo, se evitan los errores de fase adicionales y se puede recuperar el espectro mediante la pseudoinversa de la matriz de calibración seleccionada.

El segundo algoritmo realiza una corrección de los errores de amplitud y de fase para señales de ancho de banda estrecho. La función de transmitancia de cada MZI en la matriz de calibración seleccionada es normalizada, desplazada y alineada a la longitud de onda de Littrow, obteniendo un vector de desplazamiento de fase. Aplicando este vector de desplazamiento de fase al interferograma de salida, se obtiene un interferograma corregido con una ortogonalidad mejorada que verifica la condición de Littrow, pudiendo entonces aplicar la transformada de Fourier discreta del coseno para la recuperación espectral. Estos algoritmos de calibración sensible a temperatura y corrección de fase se han aplicado a un espectrómetro SHFT formado por 32 interferómetros Mach-Zehnder en forma de espirales microfotónicas fabricados en silicio sobre aislante, demostrando una resolución experimental de 17 pm en un FSR de 0.22 nm.

El segundo método presentado en este trabajo consiste en una novedosa propuesta de reconocimiento espectral que utiliza métodos de aprendizaje automático o *machine learning* en los espectrómetros SHFT. Específicamente, se utilizan dos tipos de algoritmos, *support vector machines* y *artificial neural networks*, para reconocer características de absorción específicas en presencia de errores de fabricación y variaciones de la temperatura. El algoritmo es entrenado para reconocer directamente desde el análisis del interferograma de salida del espectrómetro SHFT el distintivo entre diversos patrones de absorción específicos para su posterior clasificación, evitando la necesidad de calcular el espectro de entrada. Este

entrenamiento se desarrolla para un SHFT formado por 31 MZI con forma de espiral microfotónica fabricados en silicio, con unas imperfecciones de fabricación dadas y en un amplio rango de temperaturas, convirtiendo al sistema robusto a estos parámetros. Específicamente, se demuestra experimentalmente la diferenciación de cuatro espectros de entrada diferentes en unas condiciones de temperatura variables y no controladas dentro de un rango de 10°C, un incremento por 100 en el rango operacional de un espectrómetro SHFT integrado (0.1 °C), con una tasa de éxito del 82.5 %. Nótese que esta primera demostración del método conforma una prueba de concepto de la aplicabilidad y potencial de los algoritmos de *machine learning* en la espectrometría integrada, no obstante, es necesario seguir desarrollando la técnica para mejorar la tasa de éxito.

Si bien solo se proponen como núcleo de la presente tesis los artículos en los que la autora participa como primer autor, también ha colaborado en un artículo adicional sobre atermalización hardware de interferómetros mediante metamateriales sublongitud de onda (ver listado completo de publicaciones en Apéndice). En este trabajo [214], se consigue una atermalización *hardware* con materiales estandarizados en las *foundries* fotónicas utilizando una plataforma SOI y estructuras SWG en los brazos de los MZI. En este contexto, la compensación térmica en los MZI se consigue optimizando el largo de la sección SWG situada en uno de los brazos del interferómetro y modificando sus parámetros geométricos, específicamente el ancho, el largo y el ciclo de trabajo. De esta manera se obtiene una dependencia térmica de tan sólo 7.5 pm/K para una longitud de onda de 1.55  $\mu\text{m}$ .

La difusión de los trabajos presentados en este capítulo se ha realizado en las siguientes publicaciones, ambas pertenecientes a revistas científicas de alto impacto (Q1), cuyo contenido se reproduce verbatim a continuación. Asimismo, en el Apéndice A.2 pueden encontrarse las contribuciones a congresos científicos en las que se han presentado resultados asociados a este trabajo.

- A. Herrero-Bermello, A. V. Velasco, H. Podmore, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Janz, M. L. Calvo, D. -X. Xu, A. Scott, and P. Corredera, "Temperature dependence mitigation in stationary Fourier-transform on-chip spectrometers," *Optics Letters*, vol. 42, pp. 2239-2242, 2017.
- A. Herrero-Bermello, J. Li, M. Khazaei, Y. Grinberg, A. V. Velasco, M. Vachon, P. Cheben, L. Stankovic, V. Stankovic, D. X. Xu, J. H. Schmid, and C. Alonso-Ramos, "On-chip Fourier-transform spectrometers and machine learning: a new route to smart photonic sensors," *Optics Letters*, vol. 44, pp. 5840-5843, 2019.

### 3.3.2. Propuesta 1: Temperature dependence mitigation in stationary Fourier-transform on-chip spectrometers



Letter

Vol. 42, No. 11 / June 1 2017 / Optics Letters

2239

## Optics Letters

# Temperature dependence mitigation in stationary Fourier-transform on-chip spectrometers

ALAINE HERRERO-BERMELLO,<sup>1,\*</sup> AITOR V. VELASCO,<sup>1</sup> HUGH PODMORE,<sup>2</sup> PAVEL CHEBEN,<sup>3</sup> JENS H. SCHMID,<sup>3</sup> SIEGFRIED JANZ,<sup>3</sup> MARÍA L. CALVO,<sup>4</sup> DAN-XIA XU,<sup>3</sup> ALAN SCOTT,<sup>5</sup> AND PEDRO CORREDERA<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Optics, Spanish National Research Council, Madrid 28006, Spain

<sup>2</sup>Department of Physics and Astronomy, York University, Toronto, Ontario M3J 1P3, Canada

<sup>3</sup>National Research Council Canada, Ottawa, Ontario K1A 0R6, Canada

<sup>4</sup>Faculty of Physics, Complutense University of Madrid, Madrid 28040, Spain

<sup>5</sup>Honeywell Aerospace, Kanata, Ontario, Canada

\*Corresponding author: [alaine.herrero@csc.es](mailto:alaine.herrero@csc.es)

Received 24 March 2017; revised 28 April 2017; accepted 28 April 2017; posted 4 May 2017 (Doc. ID 291293); published 1 June 2017

We present two techniques for mitigating the effects of temperature drifts in waveguide spatial heterodyne Fourier-transform on-chip spectrometers. In high-resolution devices, large optical path length differences result in an increased sensitivity to temperature variations and impose stringent requirements on the thermal stabilization system. In order to overcome this limitation, here we experimentally demonstrate two new temperature mitigation techniques based on a temperature-sensitive calibration and phase error correction. The spectrometer chip under analysis comprises an array of 32 Mach-Zehnder interferometers fabricated on a silicon-on-insulator platform. The optical path delays are implemented as microphtonic spirals of linearly increasing length up to 3.779 cm, yielding a spectral resolution of 17 pm. We demonstrate that the degradation in retrieved spectra caused by temperature drift is effectively eliminated by temperature-sensitive calibration and phase error correction. © 2017 Optical Society of America

**OCIS codes:** (130.0130) Integrated optics; (300.0300) Spectroscopy.

<https://doi.org/10.1364/OL.42.002239>

Integrated spectrometers are sought after for a wide range of applications, such as optical communications, health diagnostics, biological and environmental sensing, and remote sensing from microsatellites [1,2], to name a few. Integrated spectrometers based on arrayed waveguide gratings [3], Bragg gratings [4], waveguide echelle and concave gratings [5,6], and cascaded microring resonators [7,8] can achieve subnanometer spectral resolutions and compact chip sizes. However, the optical throughput (*étendue*) of these devices is fundamentally limited by the need for a single-mode input waveguide. On the contrary, spatial heterodyne Fourier-transform (SHFT) spectrometers can provide a substantially larger *étendue* due to the possibility of multiple input waveguide apertures [9]. In an SHFT system, multiple interferometric measurements are performed in parallel using an array of interferometers, each with a

different optical path length difference (OPD) [10]. The input spectrum is calculated by the Fourier transform (FT) of the stationary spatial interferogram, which can be captured by a detector array in a single shot.

SHFT spectrometers have been successfully implemented on silicon-on-insulator (SOI) platforms [9]. The high refractive index contrast of SOI provides a high modal confinement with a correspondingly reduced bend radius, which ultimately allows a larger spectral resolution on a smaller chip footprint. The SHFT spectrometer can be implemented on an SOI platform as an array of  $N$  waveguide Mach-Zehnder interferometers (MZIs) [9]. In such a configuration, the spectral resolution ( $\delta\lambda$ ) is determined by the OPD of the most unbalanced interferometer while the free spectral range (FSR) is set by the numbers of interferometers ( $N$ ) [9,11]:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\Delta L_{\max} n_g}, \quad (1)$$

$$\text{FSR} = \delta\lambda \frac{N}{2}, \quad (2)$$

where  $\lambda_0$  is the device central wavelength,  $\Delta L_{\max}$  is the maximum MZI geometrical path difference, and  $n_g$  is the waveguide group index. For an arbitrary input signal, all the interferometer outputs (each corresponding to a different optical path difference) are measured simultaneously, resulting in a stationary wavelength-dependent spatial interferogram  $I(\mathbf{x})_i$ . The relation between the input spectral density  $B(\bar{\sigma})$  and the output interferogram within the FSR of the device is given by [9]

$$I(x_i) = \int_0^{\text{FSR}} B(\bar{\sigma}) \cos(2\pi \bar{\sigma} x_i) d\bar{\sigma}, \quad (3)$$

where  $\bar{\sigma} = \sigma - \sigma_L$  is the shifted wavenumber, relative to the Littrow wavenumber  $\sigma_L$  [12] at which maxima of the MZI responses are aligned, and  $x_i$  is the path delay of the  $i$ th MZI. This relation is unambiguous for an ideal device without phase errors, enabling the source spectrum to be retrieved by the Fourier cosine transform.

However, in fabricated devices, two main deviations from the ideal behavior are present. Interferogram visibility variations are produced by uneven propagation losses in waveguides across the array. As the waveguide loss imbalance progressively increases with optical path difference between the MZI arms across the array, interferogram visibility is correspondingly reduced. This effect can be readily compensated by normalization techniques [12]. Furthermore, fluctuations in fabricated waveguide properties, particularly the waveguide width, produce fluctuations of the waveguide effective index, resulting in random phase errors in the MZI transmittance functions. Therefore, the phase alignment condition of the Littrow wave-number and orthogonality of the FT transformation base are not guaranteed, rendering Eq. (3) inadequate for practical spectral retrieval.

To compensate for these errors, the use of active elements (heaters) [11] was proposed. Alternatively, a fully passive spectral retrieval algorithm based on a calibration matrix was developed [12]. Nevertheless, in order to ensure that the calibration matrix is correctly implemented, MZI transmittance functions must remain invariant between the calibration and the measurement steps. The thermal dependence of Si-wire waveguides hampers this requirement [13], as temperature variations change the waveguide effective index and, therefore, the OPD of each interferometer. This alters the MZI transmittance functions, producing additional phase errors. For example, the thermo-optic coefficients of Si-wire waveguides used in the SHFT in [12],  $dn_{\text{eff}}/dT$ , are  $1.8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  and  $1.2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  for TE and TM polarizations, respectively, at a wavelength of  $1.55 \mu\text{m}$  [13]. Since the thermal-induced phase shift increases with the interferometric delay, this imposes stringent requirements on the thermal stabilization, particularly for devices with high spectral resolution. Here we present two novel spectral retrieval methods, based on temperature-sensitive calibration and phase error correction to mitigate SHFT temperature dependence. The technique is implemented on an SHFT device with a resolution of  $17 \text{ pm}$  at a central wavelength of  $1550 \text{ nm}$ , with a compact footprint of  $23 \text{ mm}^2$ .

Our first algorithm is based on the measurement of multiple calibration matrices ( $C_j$ ) of the same device at different temperatures ( $T_j$ ), followed by the automated selection of the appropriate matrix for each particular spectral retrieval. The number of required calibration matrices depends on the relation between the maximum temperature range for a specific application and the minimum temperature change, which provides correct spectral retrieval. The output interferogram can be expressed as  $I(x_i, T_j, \lambda_k) = B(\lambda_k) \times C_j$ , where  $\lambda_k$  are specific wavelengths within the FSR of the device. In each calibration matrix  $C_j$ , the transmittance function of each MZI is sampled at  $M$  typically equidistant wavelengths with a narrowband tunable laser within the FSR of the device. Each matrix hence comprises  $N$  rows, which represent the normalized power of the output interferogram for each wavelength, and  $M$  columns, corresponding to the spectral response of each MZI. In an ideal scenario, the source spectrum can be obtained by multiplying the interferogram by the inverse of the transformation matrix. When the transformation base is not orthogonal (e.g., in the presence of phase errors), the calibration matrix is not invertible and its pseudoinverse is used instead.

For the correct selection of the temperature-dependent calibration matrix, an auxiliary temperature measurement is

required. This step can be directly performed with a high-precision measurement of the chip temperature ( $T_{\text{aux}}$ ). The calibration matrix selected for the spectral retrieval algorithm is then the matrix,  $C_j$ , obtained at the temperature  $T_j$  nearest to  $T_{\text{aux}}$ . Alternatively, the output interferogram ( $I_{\text{aux}}$ ) of a reference input signal with a known spectrum ( $B_{\text{ref}}$ ) can be used for accurate temperature determination. In this case, the appropriate calibration matrix is selected by minimizing the following expression:

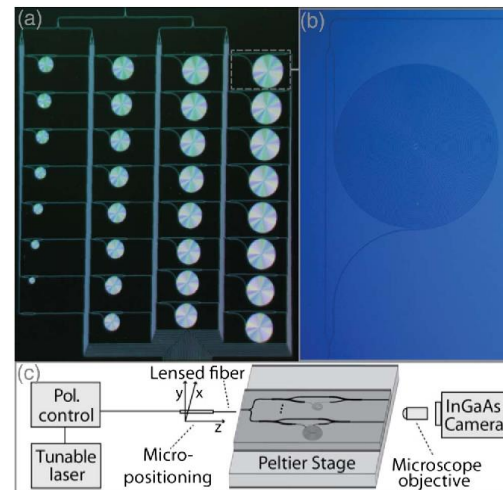
$$\sum_{i=1}^N |I_{\text{aux}} - B_{\text{ref}} \times C_j|. \quad (4)$$

Our second algorithm utilizes amplitude and phase error correction for narrowband signals. Each MZI's transmittance function in the calibration matrix is (mathematically) normalized, shifted, and aligned, obtaining an aligned matrix  $C'_j$  and a phase shift vector  $\Delta\lambda$ :

$$C'_j(x_i, \lambda_k) = C_j(x_i, \lambda_k - \Delta\lambda(x_i)). \quad (5)$$

By applying this vector to the output interferogram to be analyzed, a corrected interferogram  $I'(\mathbf{x})$ , with improved orthogonality and the Littrow condition is obtained. An indetermination arises when applying  $\Delta\lambda$ , as a given signal level can correspond to either a rising or descending flank of the MZI transmittance function. This issue can be solved in the particular case of narrowband input spectra by measuring the output interferogram at two close temperatures ( $T$  and  $T + \Delta T$ ). By analyzing the effect of small temperature changes in the output signal levels, the indetermination is resolved.

Both algorithms were demonstrated on an SHFT microspectrometer comprising an array of 32 silicon waveguide MZIs with a reference straight arm of constant length and a microphotonic spiral arm with linearly increasing length (Fig. 1). The high index contrast of the SOI platform enables



**Fig. 1.** (a) Optical micrograph of the fabricated spatial heterodyne Fourier-transform spectrometer chip with spiral silicon waveguides, and (b) details of the most unbalanced Mach-Zehnder interferometer. (c) Schematic description of the measurement setup.



## Letter

Vol. 42, No. 11 / June 1 2017 / Optics Letters 2241

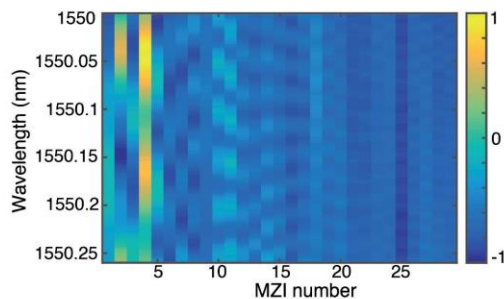
fabrication of tightly coiled spirals. Here we implemented a maximum length difference of 3.779 cm in a spiral diameter of only 490  $\mu\text{m}$ . To ensure single-mode operation and negligible bend losses, 450 nm wide  $\times$  260 nm thick Si-wire waveguides with a minimum bend radius of 5  $\mu\text{m}$  were used. Propagation losses of  $-4$  dB/cm were measured, with bending losses of  $-1.7$  dB/cm in the spiral sections.

These design parameters result in a theoretical spectral resolution of 14.5 pm and an FSR of 0.23 nm in a compact device footprint of 23 mm<sup>2</sup>. Efficient subwavelength grating edge couplers [14] integrated on the chip were used for fiber-chip coupling, while at the same time reducing the Fabry–Perot effect by minimizing the reflectivity at the facets.

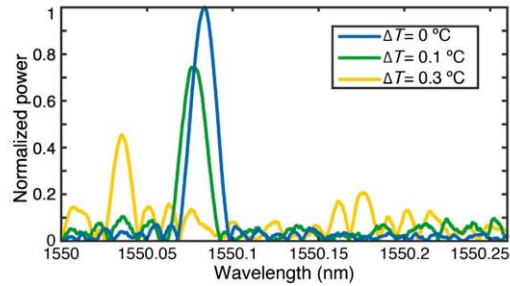
The device was fabricated on SOI wafers with 260 nm thick silicon and 2  $\mu\text{m}$  buried oxide. The waveguides were defined in a single patterning step by electron beam lithography using hydrogen silsesquioxane resist. Inductively coupled plasma reactive ion etching was used to transfer the resist pattern into the silicon layer.

The fabricated device was characterized using a high-resolution tunable semiconductor laser over the spectral range of 1550–1550.6 nm, with a wavelength step of 0.5 pm. A Peltier stage was used for thermal stabilization of the chip, and a TE-polarization state was selected through an external polarization controller [Fig. 1(c)]. Output light from the MZIs was collimated by a microscope objective and captured in a single shot with a high-sensitivity InGaAs camera.

For the microspectrometer under analysis, the TE-polarization calibration matrix was measured at three different temperatures ( $T_1 = 22.4^\circ\text{C}$ ,  $T_2 = 22.5^\circ\text{C}$ , and  $T_3 = 22.7^\circ\text{C}$ ). Room temperature was maintained at  $22.4^\circ\text{C}$ . The responses of three interferometers (24, 27, and 32) were removed from the matrix due to a low signal-to-noise ratio caused by some defective waveguides. Due to the exclusion of the last MZI (#32, with the maximum imbalance), the maximum length difference is reduced to 3.658 cm, leading to a theoretical resolution of 15 pm. A revised theoretical FSR of 0.22 nm is estimated for this set of 29 interferometers. Figure 2 shows the calibration maps for these three specific temperatures, without amplitude or phase corrections. The visibility reduction can be observed along the horizontal axis (MZI number), while along the vertical axis (wavelength) the misalignments of the transmittance functions of different MZIs due to phase errors are noticed.



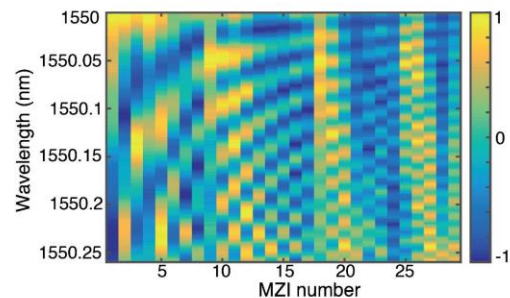
**Fig. 2.** Experimental characterization of the spectral response of each interferometer in a 0.26 nm FSR for three different temperatures ( $T_1 < T_2 < T_3$ ).



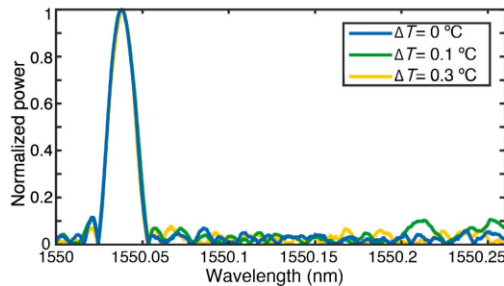
**Fig. 3.** Spectral retrievals of a first monochromatic input signal measured at  $22.4^\circ\text{C}$ , demonstrating the degradation caused by temperature mismatches ( $\Delta T$ ) between said measurement temperature and the calibration temperature.

In Fig. 3, we show a first experimental spectral retrieval of a monochromatic signal measured at  $T = 22.4^\circ\text{C}$  after selecting the appropriate matrix calibrated at the same temperature ( $\Delta T = 0^\circ\text{C}$ ), as well as for several uncorrected temperature mismatches ( $\Delta T = 0.1^\circ\text{C}$ ,  $\Delta T = 0.3^\circ\text{C}$ ) between calibration and measurement steps. Temperature changes modify the OPD of each interferometer differently. Therefore, a length-dependent displacement of the MZI transmittance functions is produced. As a consequence, the central wavelength is shifted and the sidelobe level increases with the temperature difference. A 6 pm central-wavelength displacement is measured for  $\Delta T = 0.1^\circ\text{C}$ , which corresponds to a  $180^\circ$  phase shift in the output of the longest MZI in the particular device herein described. Significant spectral retrieval deterioration is already found for  $\Delta T = 0.3^\circ\text{C}$ . The relation between  $\Delta T$  and the described output interferogram changes is proportional to device resolution. An experimental resolution of 17 pm in an FSR of 0.26 nm is demonstrated. This result verifies the circumvention of the stringent temperature control requirements associated with this resolution in previous retrieval algorithms.

Second, in order to correct the nonorthogonality of the Fourier base (phase errors) and the visibility losses (amplitude errors), all the MZI functions in each experimental calibration



**Fig. 4.** Calibration map for a temperature of  $22.4^\circ\text{C}$  after alignment and shifting of the MZI transmittance functions and normalization. The Littrow condition holds at a wavelength  $\lambda_L = 1550$  nm where the transmittance functions of all MZIs are in-phase.



**Fig. 5.** Spectral retrievals of a second monochromatic input signal using the calibration-based spectral retrieval algorithm after phase and amplitude corrections.

matrix were normalized and aligned to the Littrow wavelength of 1550 nm. The resulting calibration map for a temperature of 22.4°C is shown in Fig. 4. The temperature-dependent phase shift vector,  $\Delta\lambda$ , was then used to correct the phase errors in the measured interferograms.

Using both of our methods simultaneously, that is selecting the specific calibration matrix and correcting both the phase and amplitude errors, the effects of temperature dependence are compensated and corrected, yielding athermal device behavior. As shown in Fig. 5, the spectral retrieval of a monochromatic source is substantially improved by combining both methods.

In this work, we presented two techniques for compensating the effects of thermal changes in a spatial heterodyne Fourier-transform spectrometer, namely, temperature-dependent calibration matrices and numerical reconstruction of the Littrow condition. These techniques were experimentally implemented on an SHFT device fabricated on an SOI platform. The spectrometer comprises an array of 32 waveguide Mach–Zehnder interferometers with a linearly increasing imbalance across the array, up to 3.779 cm. Spectral retrieval degradation effects caused by the temperature difference between the calibration and the actual spectral measurement were characterized and corrected. A spectral resolution of 17 pm in a 0.22 nm free spectral range was experimentally demonstrated. These results pave the way for the development of athermal high-resolution integrated spectrometers combining hardware and software athermalization techniques for diverse applications ranging from handheld to microsatellite on-chip spectroscopy.

**Funding.** Ministerio de Economía y Competitividad (MINECO) (FJCI-2014-22836, TEC2015-71127-C2-1-R, TEC2015-71127-C2-2-R); Comunidad de Madrid (S2013/MIT-2790); EURAMET (H2020-MSCA-RISE-2016: SENSIBLE); EMPIR Programme (JRP-i22 14IND13-PhotInd); National Research Council Canada (NRC); Horizon 2020 Framework Programme (H2020) (734331).

**Acknowledgment.** This project has received funding from the EMPIR programme (JRP-i22 14IND13-PhotInd) co-financed by the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme and EMPIR participating states; and by Horizon 2020 research and innovation programme under Marie Skłodowska-Curie grant No. 734331.

## REFERENCES

1. P. Cheben, *Optical Waveguides: From Theory to Applied Technologies* (CRC Press, 2007), p. 173.
2. J. Wang, J. C. Gille, P. L. Bailey, L. Pan, D. Edwards, and J. R. Drummond, *J. Atmos. Sci.* **56**, 219 (1999).
3. P. Cheben, J. H. Schmid, A. Delâge, A. Densmore, S. Janz, B. Lamontagne, J. Lapointe, E. Post, P. Waldron, and D.-X. Xu, *Opt. Express* **15**, 2299 (2007).
4. J. H. Song, J. H. Lim, R. K. Kim, K. S. Lee, K. Y. Kim, J. Cho, D. Han, S. Jung, Y. Oh, and D. H. Jang, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 2607 (2005).
5. S. Janz, A. Balakrishnan, S. Charbonneau, P. Cheben, M. Cloutier, A. Delâge, K. Dossou, L. Erickson, M. Gao, P. A. Krug, B. Lamontagne, M. Packirisamy, M. Pearson, and D.-X. Xu, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 503 (2004).
6. A. Malik, M. Muneeb, Y. Shimura, J. Van Campenhout, R. Loo, and G. Roelkens, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 161119 (2013).
7. J. Huang, J. Yang, H. Zhang, J. Zhang, W. Wu, and S. Chang, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **28**, 2677 (2016).
8. Z. Xia, A. A. Eftekhari, M. Soltani, B. Momeni, Q. Li, M. Chamanzar, S. Yegnanarayanan, and A. Adibi, *Opt. Express* **19**, 12356 (2011).
9. M. Florjańczyk, P. Cheben, S. Janz, A. Scott, B. Solheim, and D.-X. Xu, *Opt. Express* **15**, 18176 (2007).
10. P. Jacquinot, *J. Opt. Soc. Am.* **44**, 761 (1954).
11. K. Okamoto, H. Aoyagi, and D. Takada, *Opt. Lett.* **35**, 2013 (2010).
12. A. V. Velasco, P. Cheben, P. J. Bock, A. Delâge, J. H. Schmid, J. Lapointe, S. Janz, M. L. Calvo, D.-X. Xu, M. Florjańczyk, and M. Vachon, *Opt. Lett.* **38**, 706 (2013).
13. J. H. Schmid, M. Ibrahim, P. Cheben, J. Lapointe, S. Janz, P. J. Bock, A. Densmore, B. Lamontagne, R. Ma, W. N. Ye, and D.-X. Xu, *Opt. Lett.* **36**, 2110 (2011).
14. P. Cheben, P. J. Bock, J. H. Schmid, J. Lapointe, S. Janz, D.-X. Xu, A. Densmore, A. Delâge, B. Lamontagne, and T. J. Hall, *Opt. Lett.* **35**, 2526 (2010).



### 3.3.3. Propuesta 2: On-chip Fourier-transform spectrometers and machine learning: a new route to smart photonic sensors



5840 Vol. 44, No. 23 / 1 December 2019 / Optics Letters

Letter

## Optics Letters

# On-chip Fourier-transform spectrometers and machine learning: a new route to smart photonic sensors

ALAIÑE HERRERO-BERMELLO,<sup>1,\*</sup> JIANGFENG LI,<sup>2</sup> MOHAMMAD KHAZAEI,<sup>2</sup> YURI GRINBERG,<sup>3</sup> AITOR V. VELASCO,<sup>1</sup> MARTIN VACHON,<sup>3</sup> PAVEL CHEBEN,<sup>3</sup> LINA STANKOVIC,<sup>2</sup> VLADIMIR STANKOVIC,<sup>2</sup> DAN-XIA XU,<sup>3</sup> JENS H. SCHMID,<sup>3</sup> AND CARLOS ALONSO-RAMOS<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Instituto de Óptica, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Madrid 28006, Spain

<sup>2</sup>Department of Electronic and Electrical Engineering, University of Strathclyde, Glasgow G1 1XW, UK

<sup>3</sup>National Research Council of Canada, Ottawa, Ontario K1A 0R6, Canada

<sup>4</sup>Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91405 Orsay cedex, France

\*Corresponding author: alaine.herrero@cscic.es

Received 27 June 2019; revised 4 November 2019; accepted 4 November 2019; posted 4 November 2019 (Doc. ID 371219); published 28 November 2019

Miniaturized silicon photonics spectrometers capable of detecting specific absorption features have great potential for mass market applications in medicine, environmental monitoring, and hazard detection. However, state-of-the-art silicon spectrometers are limited by fabrication imperfections and environmental conditions, especially temperature variations, since uncontrolled temperature drifts of only 0.1°C distort the retrieved spectrum precluding the detection and classification of the absorption features. Here we present a new strategy that exploits the robustness of machine learning algorithms to signal imperfections, enabling recognition of specific absorption features in a wide range of environmental conditions. We combine on-chip spatial heterodyne Fourier-transform spectrometers and supervised learning to classify different input spectra in the presence of fabrication errors, without temperature stabilization or monitoring. We experimentally show the differentiation of four different input spectra under an uncontrolled 10°C range of temperatures, about 100× increase in operational range, with a success rate up to 82.5% using state-of-the-art support vector machines and artificial neural networks. © 2019 Optical Society of America

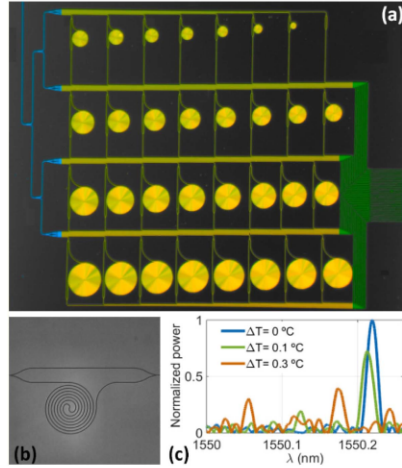
<https://doi.org/10.1364/OL.44.005840>

Miniaturized silicon photonics spectrometers have a great potential for mass market applications, ranging from medicine and biological and environmental sciences to astrophysics and telecommunication [1]. Most common approaches based on dispersive devices such as arrayed waveguide gratings (AWGs) [2], waveguide echelle gratings [3], or cascaded micro-ring resonators [4], present some important disadvantages that limit their performance in terms of sensitivity to fabrication imperfections and environmental conditions, signal-to-noise ratio (SNR), and optical throughput. Most of these limitations are overcome with spatial heterodyne Fourier-transform (SHFT)

spectrometers [5–11], which provide the high SNR and optical throughput of conventional Fourier-transform (FT) spectrometers [12], while obviating the need of moving elements or heaters [13]. SHFT spectrometers rely on an array of Mach–Zehnder interferometers (MZIs), each with a different optical path difference (OPD) to create a spatial interferogram from which the input spectrum is retrieved [5].

This approach enables passive calibration techniques that correct the effects of fabrication imperfections [5,14]. However, even if fabrication errors are corrected, additional thermally induced phase errors can arise due to the high thermal dependence of the Si waveguides,  $dn_{\text{eff}}/dT$  (which is equal to  $1.8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  and  $1.2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ , for TE and TM polarization, respectively, at a wavelength of 1.55  $\mu\text{m}$ ) [15]. This thermal dependence imposes a rigorous temperature control. For a 42 pm resolution spectrometer [5], as the one presented in Fig. 1, temperature variations as small as 0.1°C produce alterations in the OPD of each interferometer that result in significant degradation of the retrieved input spectrum, including central wavelength shifts, sidelobe level increments, and the presence of artifacts [see Fig. 1(c)]. A resolution of 42 pm ( $0.16 \text{ cm}^{-1}$ ) approaches the requirements for gas-phase detection [16]. However, the strong temperature dependence limits the applicability of conventional on-chip SHFT spectrometers outside the lab. In Ref. [15], spectral retrieval methods based on a temperature-sensitive calibration are presented to mitigate this problem. However, these methods rely on extensive and accurate calibration and auxiliary temperature measurements in order to accurately retrieve the complete spectrum, which can be burdensome in applications such as gas identification, which only require robust classification among a fixed set of inputs in a wide range of operation conditions. Concurrently, machine learning (ML) has already been successfully applied to analyze complex data creating predictive models for pattern classification in a plethora of applications, including facial





**Fig. 1.** (a) Scanning electron microscopy (SEM) image of the SHFT spectrometer under analysis. (b) Enlarged and detailed image of one MZI. (c) Effects of temperature variations in the spectral retrieval of a monochromatic input signal.

expression recognition [17], genetic and genomic analysis [18], or automated traffic classification [19]. All these applications benefit from the unique capability of ML algorithms to detect and classify specific patterns, even under changing or unknown environmental conditions or noise.

In this Letter, we present a new spectral recognition approach that leverages ML for SHFT spectrometers to recognize specific absorption features in the presence of fabrication imperfections, regardless of temperature. We train our algorithm to recognize the signature of specific absorption patterns directly from the analysis of the output interferogram of a conventional SHFT spectrometer, circumventing the need to calculate the input spectrum. This training is performed for a specific chip, designed for conventional operation, with given fabrication imperfections (e.g., deviations in waveguide dimensions and splitting ratio) and a wide range of temperatures, rendering our system robust against these parameters. As a proof of concept, we experimentally demonstrate recognition of four different input spectra using the on-chip SHFT spectrometer presented in Ref. [5] (Fig. 1), but with unknown temperature within a 10°C range (i.e., a 100× increase compared to the original operational temperature range of the device).

In SHFT spectrometers, the output interferogram,  $\mathbf{I}(x_i)$ , sampled at OPDs  $x_i$ , contains spatially distributed interferometric information of the spectral density of the input signal  $\mathbf{B}$ . The output interferogram and input spectrum are related by [5]

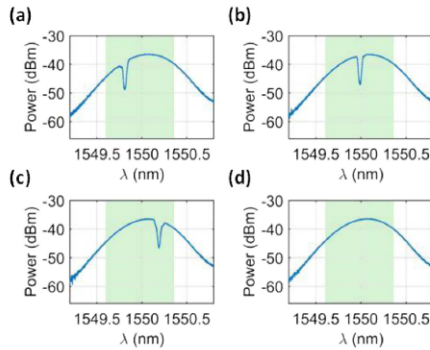
$$\mathbf{I}(x_i) = \mathbf{B} \times \mathbf{T}, \quad (1)$$

where  $\mathbf{T}$  is a transformation matrix containing the measured transmittance of each MZI. The input power spectrum  $\mathbf{B}$  is retrieved by multiplying the spatial interferogram  $\mathbf{I}(x_i)$  by  $\mathbf{T}^+$ , which is a pseudoinverse of the transformation matrix  $\mathbf{T}$ . While this approach corrects amplitude and phase errors produced by fabrication imperfections, the issue is that the matrix  $\mathbf{T}$  strongly depends on the temperature. Thus, input spectrum

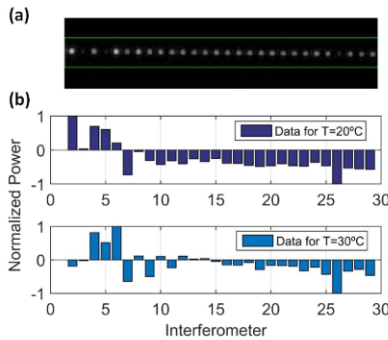
retrieval requires accurate knowledge of the temperature or precise temperature stabilization to apply the correct  $\mathbf{T}^+$  matrix. ML algorithms have already been used to optimize the calculation of the pseudoinverse of the matrix  $\mathbf{T}$  [14]. However, these approaches do not address the temperature dependence issue.

To overcome this challenge, we propose the application of ML techniques to build a mathematical model based on the analysis of the measured output interferogram  $\mathbf{I}(x_i)$ , without retrieving the input spectrum  $\mathbf{B}$ . We apply a supervised learning scheme that relies on a set of labeled samples (training data) to find the internal structure of the information, i.e., a pattern, and then predict the label or class of other samples (test data). In our case, the labels correspond to different known input spectra. The labeled data are the values of the output interferogram, measured when these known input spectra are coupled into the spectrometer with different unknown temperatures within a 10°C range. The task is to train the ML algorithm on one subset of labeled data and be able to classify on multiple “unseen” datasets obtained in different experiments with different temperatures. We resorted to supervised transfer learning based on support vector machines (SVMs) and artificial neural networks (ANNs). These methods require low training and testing complexity, even for very high-dimensional features, and have been proven to perform well when training data are scarce.

To experimentally demonstrate the proposed approach, we used a SHFT micro-spectrometer fabricated on silicon-on-insulator (SOI) wafers with 260 nm thick silicon and 2 μm buried oxide [5]. The device (Fig. 1) composes an array of 31 silicon waveguide MZIs in which the OPD is implemented through tightly coiled micro-photonics spirals of linearly increasing length up to 1.13 cm, with a maximum diameter of only 270 μm and minimum bend radius of 5 μm. Si-wire waveguides were selected to be 450 nm wide × 260 nm thick to ensure single-mode operation and minimize scattering losses. Efficient sub-wavelength grating edge couplers [20] were integrated on the chip for fiber-chip coupling while, at the same time, reducing the Fabry–Perot cavity effect by minimizing the reflectivity at the facets. Waveguides were defined in a single patterning step by electron beam lithography using hydrogen silsesquioxane resist. Inductively coupled plasma reactive ion etching was used to transfer the resist pattern into the silicon layer. The resulting propagation losses in the waveguides were measured to be −4 dB/cm, and the bending losses in the spiral sections were measured to be −1.7 dB/cm. We defined a target classification problem with four classes of output interferogram signals: the first three classes consist of single absorption lines at selected wavelengths within the free spectral range of the spectrometer (1549.8, 1550.0, and 1550.2 nm), while the fourth class corresponds to a reference signal in which no absorption line is present (see Fig. 2). Even if as a proof-of-concept we use a simple input spectrum, this is a challenging problem for FT spectrometers, as its interferometric nature implies that a change in a single input wavelength affects the whole output interferogram (as opposed, for example, to AWG or echelle gratings). Furthermore, we are using a wideband input in an experiment that composes all the non-idealities in the integrated circuit, the fiber-chip coupling, and the photodetection. For the generation of the input signals, a programmable spectral processor with a pass band of 750 pm and a tunable fiber Bragg grating were used. The interferogram was measured for the TM-polarization state, selected through an external polarization controller, and output



**Fig. 2.** Optical spectrum of the three classes of output interferogram signals with single absorption lines at (a) 1549.8, (b) 1550.0, and (c) 1550.2 nm and (d) of the reference signal without absorption line. The green shaded band corresponds to the 0.75 nm wide free spectral range of the spectrometer.

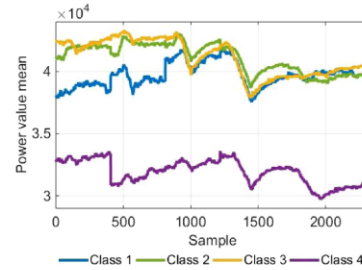


**Fig. 3.** (a) High-sensitivity InGaAs camera image of the output of the 28 MZIs at a temperature of 20°C, (b) normalized output interferogram of the 28 MZIs at a temperature of 20°C (upper panel) and 30°C (lower panel), for a 1551.5 nm laser input signal.

light from the MZIs was collected by a  $5\times$  microscope objective and captured in a single shot with a high-sensitivity InGaAs camera.

In the experimental step, only 28 interferometers (from MZI #2 to MZI #29) could be measured simultaneously, due to the limited size of the camera's detector area [see Fig. 3(a)]. The values of the output interferogram were calculated by fitting a Gaussian to several adjacent pixel values around the position of the actual peak. We measured several interferograms for each input spectrum, while varying the temperature of the chip in a  $10^\circ\text{C}$  range (from  $20^\circ\text{C}$  to  $30^\circ\text{C}$ ) using a Peltier stage. Each measurement resulted in one data point that takes the form of a vector of 28 optical power values,  $\mathbf{I}(x_i)$  [Fig. 3(b)]. We collected a total of 4655 data points for each of the four input spectra (classes). Half the data points were used for training, and half were used for testing of the algorithm.

For the SVM, we opted for the Gaussian kernel, since it is the most popular general purpose function to transform the input



**Fig. 4.** Magnitude of average power values for each of the four classes, 1549.8, 1550.0, and 1550.2 nm and no peak, measured in the  $20\text{--}30^\circ\text{C}$  temperature range.

data into a well-defined feature space. For the ANN, we trained the network with Broyden, Fletcher, Goldfarb, and Shanno quasi-Newton backpropagation and Levenberg–Marquardt backpropagation. The number of hidden layers used in the experiment ranged from 10 to 50. These were further refined through feature selection, i.e., determining which of the 28 optical values carried more weight in helping infer the correct class.

In order to demonstrate the classification challenge, we plot from the testing set the mean of the 28 optical power values  $\mathbf{I}(x_i)$  for each experiment (Fig. 4). Deviations in the mean of measurements are apparent across samples/experiments, while the first three classes (single absorption lines) present very similar-valued data points. Therefore, Class 4 is expected to be most accurately classified, as it is less likely to be confused with the other three classes that have similar power values. On the other hand, Classes 1, 2, and 3 are more difficult to separate.

Classification accuracy in ML is typically represented by the F1 score which is a weighted average of precision and recall metrics, taking into account true positives (TPs), false positives (FPs), and false negatives (FNs). Precision is given by  $\text{TP}/(\text{TP} + \text{FP})$ , i.e., the ratio of correctly predicted positive observations to the total predicted positive observations. Recall is the ratio of correctly predicted positive observations to all the observations in the actual class and is given by  $\text{TP}/(\text{TP} + \text{FN})$ . The F1 score is then calculated for each class by  $2 \cdot (\text{Recall} \cdot \text{Precision}) / (\text{Recall} + \text{Precision})$ ; then the results are averaged over all four classes. In the first instance, classification was performed using the full vector of 28 spectrometer outputs. This resulted in an F1 score accuracy of 77.6% for the SVM and 77.8% for the ANN, when tested on  $2327 \times 4$  data points. The best results for the ANN were obtained when training was performed with Levenberg–Marquardt backpropagation with 35 hidden layers.

Next, feature selection showed that filtering out the following MZI vector of measurements resulted in the best performance: for the SVM,  $\mathbf{I}(x_3)$ ,  $\mathbf{I}(x_6)$ ,  $\mathbf{I}(x_9)$ ,  $\mathbf{I}(x_{11})$ ,  $\mathbf{I}(x_{16})$ ,  $\mathbf{I}(x_{21})$ ,  $\mathbf{I}(x_{24})$ ,  $\mathbf{I}(x_{25})$  were filtered out and, for the ANN,  $\mathbf{I}(x_{23})$  was filtered out. Following feature selection and classification, we analyze the confusion matrix that shows which predictions were correct (TP) along the diagonal (i.e., actual versus predicted class 1, actual versus predicted class 2, etc.), but also indicates which other classes were incorrectly classified or confused with each other. The improved results with feature selection are shown as confusion matrices in Tables 1 and 2, evaluated on the test

**Table 1. ANN Classification: Best Results Confusion Matrix**

Actual	Predicted			
	Class 1	Class 2	Class 3	Class 4
Class 1	1782	383	161	1
Class 2	90	1869	318	49
Class 3	0	676	1647	1
Class 4	1	39	62	2222

**Table 2. SVM Classification: Best Results Confusion Matrix**

Actual	Predicted			
	Class 1	Class 2	Class 3	Class 4
Class 1	1523	343	461	0
Class 2	361	1622	343	0
Class 3	133	5	2186	0
Class 4	0	0	0	2324

set of  $2327 \times 4$  data points and corresponding to accuracy of 81.3% and 82.5% for the ANN and SVM, respectively. As expected from the observation in Fig. 4, both tables show that there is a not-insignificant misclassification of class 3 as class 2 (Table 1) and class 2 as class 1 (Table 2), i.e., strong confusion in correctly identifying some samples in classes 1, 2, and 3. Similarly, class 4 is not misclassified as often as the other classes (especially in Table 2 with zero misclassification). However, the diagonal line in both tables still indicates that both algorithms correctly classify the vast majority of all samples, showing robustness of the ML algorithms in correctly retrieving the spectra. Further improvements in accuracy and misclassification may be achieved in the future by exploring more advanced feature selection and classification methods, and by including additional measurements under varying environmental conditions.

In conclusion, this proof of concept has demonstrated the excellent potential of ML techniques for interferogram classification in on-chip FT spectrometers. While state-of-the-art spectral retrieval techniques for on-chip SHFT spectrometers require temperature control within  $0.1^\circ\text{C}$  to retrieve input spectrum enabling feature classification, ML algorithms are capable of detecting the underlying characteristic signatures of absorption features at the input of the spectrometer, regardless of interferogram changes caused by environmental effects and, consequently, circumvent the stringent requirements on their thermal stabilization system. In particular, the accuracy of the popular supervised SVM and ANN algorithms has been studied in a SHFT spectrometer fabricated on SOI. The device under analysis composes an array of 31 MZIs with microphonic spirals of linearly increasing length in a footprint of only  $12\text{ mm}^2$ . The ANN and SVM methods successfully classified four different classes under varying temperature conditions,

obtaining accuracy of 78% without feature selection. This value improves up to 82.5% with feature selection. Further improving the accuracy and processing more complex input spectra would require acquiring larger datasets, refining the feature selection and implementing advanced ML algorithms [21]. Nevertheless, these results, obtained by the synergic combination of microspectrometers and ML, pave the way for future optimizations of classification accuracy yielding to a new generation of smart miniaturized silicon photonic sensors.

**Funding.** Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades, Gobierno de España (IJCI-2016-30484, RTI2018-097957-B-C33); Comunidad de Madrid (S2018/NMT-4326); Horizon 2020 Framework Programme (Marie Skłodowska-Curie RISE Action 734331); Project MIRSPEC (ANR-17-CE09-0041).

## REFERENCES

1. M. Ferrari and V. Quaresima, *Neuroimage* **63**, 921 (2012).
2. B. I. Akca and C. R. Doerr, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **31**, 90 (2019).
3. K. Ma, K. Chen, N. Zhu, L. Liu, and S. He, *IEEE Photonics J.* **11**, 4900107 (2018).
4. J. Huang, J. Yang, H. Zhang, J. Zhang, W. Wu, and S. Chang, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **28**, 2677 (2016).
5. A. V. Velasco, P. Cheben, P. J. Bock, A. Delâge, J. H. Schmid, J. Lapointe, S. Janz, M. L. Calvo, D.-X. Xu, M. Florjanczyk, and M. Vachon, *Opt. Lett.* **38**, 706 (2013).
6. H. Podemore, A. Scott, P. Cheben, A. V. Velasco, J. H. Schmid, M. Vachon, and R. Lee, *Opt. Lett.* **42**, 1440 (2017).
7. K. Okamoto, H. Aoyagi, and K. Takada, *Opt. Lett.* **35**, 2103 (2010).
8. E. L. Coarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Léronel, G. Leblond, P. Kern, J. M. Fedeli, and P. Royer, *Nat. Photonics* **1**, 473 (2007).
9. X. Nie, E. Ryckeboer, G. Roelkens, and R. Baets, *Opt. Express* **25**, A409 (2017).
10. R. A. Soref, F. D. Leonardis, and V. M. N. Passaro, *J. Lightwave Technol.* **37**, 3192 (2019).
11. B. I. Akca, *Opt. Express* **25**, 1487 (2017).
12. P. R. Griffiths, *J. Appl. Spectrosc.* **71**, 329 (2017).
13. M. C. M. M. Souza, A. Grieco, N. C. Frateschi, and Y. Fainman, *Nat. Commun.* **9**, 665 (2018).
14. D. M. Kita, B. Miranda, D. Favela, D. Bono, J. Michon, H. Lin, T. Gu, and J. Hu, *Nat. Commun.* **9**, 4405 (2018).
15. A. Herrero-Bermello, A. V. Velasco, H. Podmore, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Janz, M. L. Calvo, D.-X. Xu, A. Scott, and P. Corredera, *Opt. Lett.* **42**, 2239 (2017).
16. S. W. Sharpe, T. J. Johnson, R. L. Sams, P. M. Chu, G. C. Rhoderick, and P. A. Johnson, *Appl. Spectrosc.* **58**, 1452 (2004).
17. M. S. Bartlett, G. Littlewort, M. Frank, C. Lainscsek, I. Fasel, and J. Movellan, in *Proceedings of IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition* (IEEE, 2005).
18. M. W. Libbrecht and W. S. Noble, *Nat. Rev. Genet.* **16**, 321 (2015).
19. S. Zander, T. Nguyen, and G. Armitage, in *Proceedings of IEEE Conference on Local Computer Networks* (IEEE, 2005).
20. P. Cheben, P. J. Bock, J. H. Schmid, J. Lapointe, S. Janz, D.-X. Xu, A. Densmore, A. Delâge, B. Lamontagne, and T. J. Hall, *Opt. Lett.* **35**, 2526 (2010).
21. M. Ye, V. Stankovic, L. Stankovic, and G. Cheung, in *IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP)* (IEEE, 2019).



# CAPÍTULO 4

## **GESTIÓN DE LA POLARIZACIÓN EN MICROESPECTRÓMETROS CON ALTO CONTRASTE DE ÍNDICE**

Los dispositivos fotónicos implementados en plataformas de fabricación de alto contraste de índice de refracción, como la plataforma de silicio sobre aislante, cuentan con beneficios como un gran confinamiento modal, bajas pérdidas por radiación al sustrato o la alta densidad de integración. Sin embargo, la gran sensibilidad a la polarización de este tipo de plataformas hace que la operabilidad de cualquier dispositivo fotónico integrado, y en particular de los espectrómetros integrados, se vea enormemente afectada en presencia de una polarización híbrida. En este capítulo se explicará la limitación que supone la dependencia con la polarización presente en los dispositivos fotónicos, particularizando para el caso de los microespectrómetros integrados, se presentarán las distintas alternativas del estado del arte para el correcto control de la polarización, y se expondrán las propuestas desarrolladas en este trabajo basadas en novedosas estructuras sublongitud de onda rotadas.

- 4.1. Efectos de la birrefringencia de la plataforma SOI en los espectrómetros SHFT integrados
- 4.2. Circuitos para diversidad de polarización
- 4.3. Estado del arte de dispositivos para el control de la polarización
- 4.4. Anisotropía de las estructuras sublongitud de onda
- 4.5. Técnicas propuestas por la presente tesis para el control de la polarización



#### 4.1. Efectos de la birrefringencia de la plataforma SOI en los espectrómetros SHFT integrados

La plataforma de silicio sobre aislante ha experimentado un importante crecimiento en las últimas décadas, principalmente motivado por los bajos costes de fabricación derivados de la compatibilidad con la tecnología CMOS ya existente, y por la alta densidad de integración posibilitada por su alto contraste de índice. Sin embargo, la fuerte dependencia con la polarización de esta plataforma todavía supone un reto para el diseño de nuevas generaciones de dispositivos fotónicos pasivos. A pesar del carácter isotrópico que presentan tanto el silicio como el dióxido de silicio que conforman la plataforma SOI, existe una fuerte disparidad en los índices de refracción efectivos y en las distribuciones de campo entre las polarizaciones transversal eléctrica (Fig. 4.1 (a)) y transversal magnética (Fig. 4.1 (b)) que se propagan, debido a las condiciones de contorno que impone la geometría de las guías de onda.

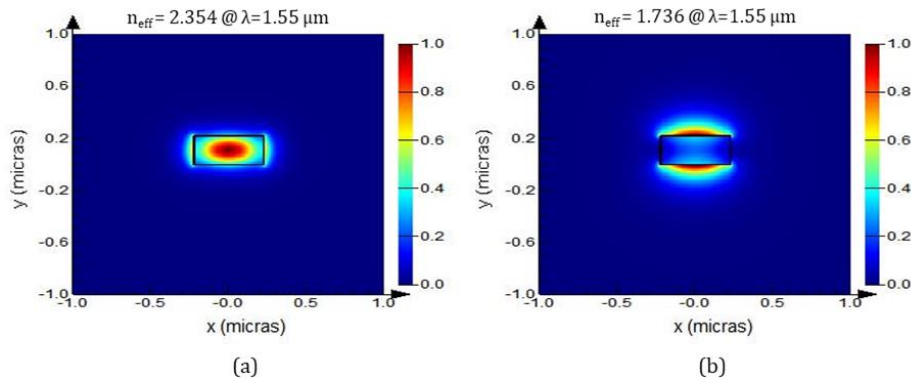


Fig. 4.1. Distribución de campo del modo fundamental transversal eléctrico (TE) (a) y transversal magnético (TM) (b) en una guía de onda monomodo de 450 nm de ancho y 220 nm de alto para el caso de la plataforma SOI, a una longitud de onda de 1550 nm.  $n$  corresponde al índice efectivo del modo para la longitud de onda especificada.

Aunque las dimensiones específicas pueden variar dependiendo de cada *foundry* de fabricación fotónica, una guía de onda monomodo para SOI, puede presentar típicamente una anchura en torno a los 450 nm y una altura de 220 nm. Es decir, puede presentar un factor de forma superior al 2:1. Esta diferencia de dimensiones produce lo que se conoce como birrefringencia de forma, una birrefringencia inducida por la geometría desigual de la guía que hace que las condiciones de contorno sean diferentes según se propaguen los modos TE o los modos TM por la misma. Esto se ilustra en la Fig. 4.2 (a) en la que se pueden ver los resultados de la simulación de los índices efectivos de los modos cuasi-TE y cuasi-TM que se propagan por una guía con la geometría descrita, en función de la longitud de onda (se ha considerado una cubierta de dióxido de silicio). En la Fig. 4.2 (b) se representa la birrefringencia definida como  $\Delta n = n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM}$ , es decir, la diferencia entre los índices efectivos de ambas polarizaciones, en función de la longitud de onda. Tal y como se puede apreciar en ambas gráficas la diferencia entre los índices efectivos de ambas polarizaciones es del orden de 0.6, tres órdenes de magnitud mayor que el típico nivel requerido de

birrefringencia en el estado del arte para considerar a un dispositivo fotónico independiente de la polarización ( $\Delta n = 10^{-4}$ ) [20].

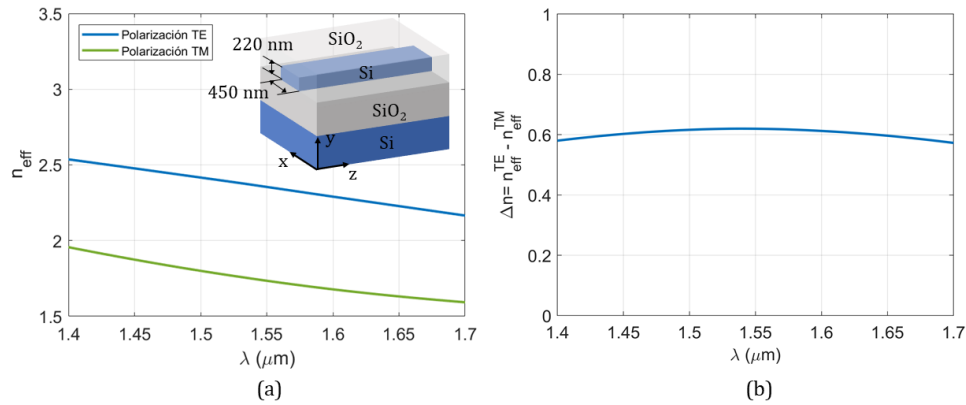


Fig. 4.2. (a) Índice efectivo de los modos fundamentales TE y TM en función de la longitud de onda para la guía de ondas esquematizada, de 450 nm de ancho y 220 nm de alto, y (b) birrefringencia de la guía definida como la diferencia entre los índices efectivos de ambas polarizaciones.

Los dispositivos fotónicos implementados en plataformas altamente birrefringentes como la plataforma SOI se suelen diseñar para funcionar con una polarización determinada, y ese también es el caso de los microespectrómetros SHFT integrados. Si bien las guías de onda de silicio que conforman los interferómetros del microespectrómetro presentan unas pérdidas similares independientemente del estado de polarización de la luz, las funciones de transferencia de dichos interferómetros quedan determinadas por el índice efectivo de las guías (Ec. (2.22)). Por lo tanto, si coexisten simultáneamente polarizaciones TE y TM, ambas respuestas quedan superpuestas en el interferograma, imposibilitando la utilización de las técnicas de recuperación espectral descritas.

Adicionalmente, el resto de los elementos que conforman el microespectrómetro presentan importantes variaciones, en cuanto a sus prestaciones, asociadas a la polarización. Una limitación destacable en el caso de dispositivos con alta densidad de guías de onda es el radio mínimo de curvatura para evitar pérdidas por curvatura importantes. Para la polarización TM, que presenta un menor confinamiento en la dirección vertical, este radio es bastante superior (aproximadamente 20  $\mu\text{m}$  en guías *strip*) que para la polarización TE (aproximadamente 5  $\mu\text{m}$  en guías *strip*) [85]. El alto confinamiento de los modos TE permite, por tanto, diseñar dispositivos más compactos con radios de curvatura más pequeños. Sin embargo, estos dispositivos están diseñados específicamente para esa polarización por lo que presentan fuertes pérdidas para su ortogonal.

Los combinadores que se utilizan en los MZI para dividir la luz entre sus dos brazos a la entrada o combinarla a la salida, así como los utilizados en cascada para alimentar a un array de MZI sufren este mismo problema. Normalmente se utilizan para este fin acopladores direccionales [189], [192], [198], [199], acopladores de interferencia multimodal [200], o uniones en y [193], [194] que consiguen a su salida una división de potencia con una relación 50/50. Estos componentes son altamente sensibles a la polarización y necesitan, por tanto, implementar importantes variaciones en su

geometría para adecuarlos a una u otra, especialmente para modificar la longitud de acoplo de los acopladores direccionales o la longitud de batido de los acopladores de interferencia multimodal.

Finalmente, la dependencia con la polarización del acoplo de luz fibra-chip es quizá una de las áreas más estudiadas en los últimos años [166], [167], [179], [185], [215]. Los acopladores laterales o los de superficie son imprescindibles para acoplar luz a los microespectrómetros SHFT integrados (véase epígrafe 2.4.5), estando en la mayoría de los casos diseñados para una única polarización, debido a la dificultad de conseguir una buena eficiencia de acoplo y un buen solape con el modo gaussiano de la fibra óptica de forma simultánea para ambas polarizaciones, y además en un ancho de banda amplio. Así pues, se necesitan grandes variaciones en sus parámetros geométricos para poder adaptarse a uno u otro estado de polarización conservando a la par un buen rendimiento. Estos dispositivos suelen representar el cuello de botella en el ancho de banda en la mayoría de los dispositivos fotónicos, incluyendo los microespectrómetros integrados.

Como consecuencia de las limitaciones de todos los componentes descritos, los microespectrómetros SHFT integrados en SOI, y consecuentemente cada uno de los componentes que los forman, están mayoritariamente diseñados y optimizados para su utilización con una única polarización, ya sea la transversal magnética como es el caso de [6] o la transversal eléctrica como en [9], [12], [216].

## 4.2. Circuitos para diversidad de polarización

Una técnica común para evitar los problemas relacionados con la birrefringencia consiste en procesar los cuasi estados de polarización transversal eléctrico y magnético de manera independiente, separándolos antes del acoplo en el chip (ver Fig. 4.3). Para tal fin se utilizan polarizadores, rotadores y controladores de polarización en el espacio libre o acoplados en fibra. De esta manera la luz se polariza linealmente y se rota antes de su entrada en el chip, de forma que sea horizontal, polarización TE, o vertical, polarización TM, teniendo en cuenta el plano del chip. Una vez seleccionado el estado de polarización deseado, la luz se acopla al chip. El principal inconveniente de este método reside en que los elementos ópticos necesarios para llevar a cabo la separación y rotación de la polarización de la luz están fuera del chip, lo que contribuye a un incremento significativo del tamaño del sistema y su complejidad, además de hacerlo mecánicamente menos robusto, y elevar el coste del *packaging*.



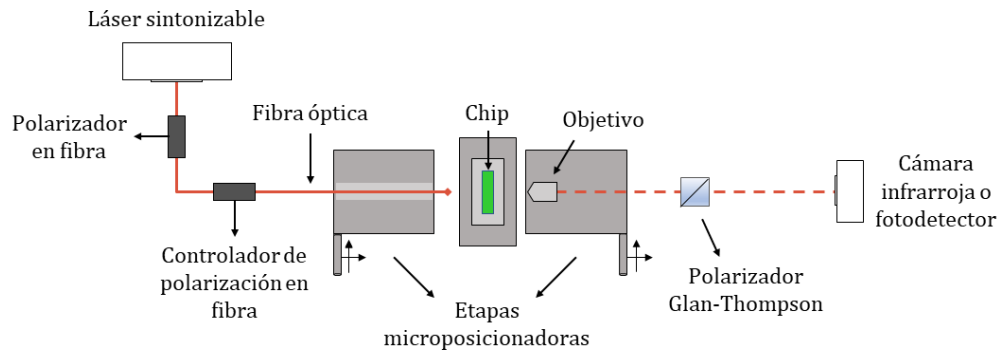


Fig. 4.3. Ejemplo ilustrativo de una configuración para el control de la polarización fuera de chip. El polarizador en fibra es conectado al láser para asegurar una polarización lineal. El polarizador Glan-Thompson permite alinear la polarización a sus estados horizontal y vertical que se rotan mediante el controlador de polarización en fibra.

Una alternativa a la propuesta anterior consiste en incorporar en el chip todos los componentes necesarios para la separación y rotación de la polarización, lo que se denomina circuito de diversidad de polarización, conocido por su nombre en inglés como *polarization diversity circuit* [217], [218]. Esta alternativa requiere el diseño y fabricación de elementos básicos para la manipulación de la polarización, es decir, divisores de polarización, también conocidos como *polarization beam splitters*, y rotadores de polarización, conocidos como *polarization rotators* (PR) (ver Fig. 4.4). Los PBS son componentes fotónicos que separan la luz incidente, con una polarización arbitraria, en las dos polarizaciones ortogonales (TE y TM) y las guían a través de dos guías de onda diferentes; mientras que los PR transforman la polarización incidente en su polarización ortogonal. Ambos dispositivos deben ser eficientes para no limitar las prestaciones de los microespectrómetros a nivel de pérdidas, rendimiento óptico, ancho de banda etc.

Otra alternativa que evita tanto el procesado de la polarización fuera de chip como la implementación y el uso de dispositivos adicionales para el control de la polarización en los PDC, y por tanto minimiza el tamaño y complejidad del sistema son los componentes fotónicos integrados independientes de la polarización y, particularmente, guías de onda con birrefringencia despreciable ( $\Delta n = 0 \rightarrow n_{eff}^{TE} = n_{eff}^{TM}$ ). En los siguientes epígrafes se detallan algunas soluciones propuestas en el estado de la técnica para el diseño de todos estos dispositivos de gestión de polarización.

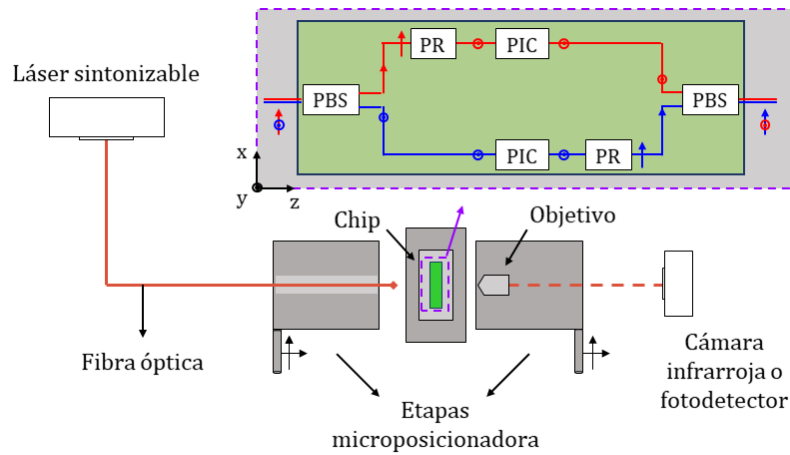


Fig. 4.4. Ejemplo ilustrativo de una configuración para el control de polarización dentro del chip que utiliza un circuito de diversidad de polarización formado por dos divisores de polarización (PBS), uno a la entrada para separar las dos polarizaciones incidentes y otro a la salida para combinarlas y dos rotadores de polarización (PR). Denominamos PIC al circuito fotónico integrado (*photonic integrated circuit*). Nótese que en el PDC las flechas corresponden a la dirección del campo eléctrico (polarización).

## 4.3. Estado del arte de dispositivos para el control de la polarización

### 4.3.1. Divisores de polarización

Los PBS son componentes fotónicos especialmente diseñados para la separación de las dos polarizaciones ortogonales en dos guías de onda independientes, usualmente en sus modos fundamentales. Se puede ver un ejemplo esquemático del comportamiento general de este tipo de dispositivo en la Fig. 4.5. La luz con una polarización arbitraria entra en el dispositivo por una guía de onda de entrada, denominada puerto 1. En el interior del dispositivo las dos polarizaciones ortogonales (TE y TM) son separadas y guiadas hacia dos salidas independientes denominadas puerto 2 y 3.

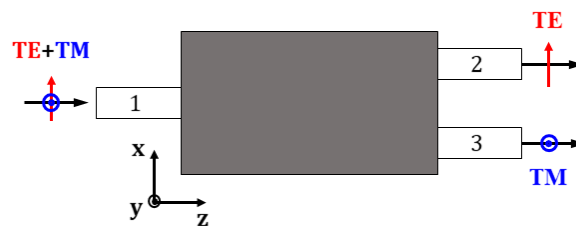


Fig. 4.5. Esquema ilustrativo del funcionamiento de un divisor de polarización (PBS), formado idealmente por una entrada y dos salidas

Los principales parámetros que caracterizan las prestaciones de este tipo de dispositivos son, generalmente, la relación de extinción y las pérdidas de inserción. La relación de extinción se define como la cantidad de potencia del modo de interés en el puerto deseado del dispositivo para un estado de polarización concreto, entre la potencia en el puerto no deseado para el mismo estado de polarización. Las pérdidas de inserción miden la cantidad de potencia en el puerto deseado en relación con la potencia de entrada, que se considera normalizada a 1. Teniendo en cuenta el esquema del PBS genérico de la Fig. 4.5 estos parámetros, para las polarizaciones TE y TM respectivamente, toman la siguiente forma:

$$ER^{TE} = 10 \log_{10} \left( \frac{p_2^{TE}}{p_3^{TE}} \right) \quad (4.1)$$

$$IL^{TE} = 10 \log_{10}(p_2^{TE}) \quad (4.2)$$

$$ER^{TM} = 10 \log_{10} \left( \frac{p_3^{TM}}{p_2^{TM}} \right) \quad (4.3)$$

$$IL^{TM} = 10 \log_{10}(p_3^{TM}) \quad (4.4)$$

donde  $p_i^{TE}$  y  $p_i^{TM}$  representan la potencia del modo TE fundamental y del modo TM fundamental, respectivamente, en el puerto  $i$  del dispositivo.

Idealmente, se requieren divisores de polarización con valores típicos de ER superiores a 20 dB y IL menores de 1dB, dentro de un ancho de banda por encima de los 100 nm. Se han propuesto diferentes esquemas para conseguir la división de polarización en la plataforma SOI. Los PBS basados en interferómetros Mach-Zehnder (Fig. 4.6 (a)) implican una fabricación muy sencilla, pero presentan un rendimiento limitado, típicamente con  $ER > 10$  dB y anchos de banda estrechos ( $\sim$  banda C de telecomunicaciones) [219], [220]. Además, son dispositivos que cuentan con una gran longitud lo que dificulta su integración con dispositivos fotónicos compactos y desaprovecha la alta densidad de integración característica de esta plataforma.

Los acopladores de superficie o *grating couplers* (GC), pueden combinar un doble funcionamiento actuando como divisor de polarización simultáneamente al acoplo de luz de la fibra al chip (Fig. 4.6 (b)). Producen eficiencias de acoplo notables, alrededor del 50% para cada polarización, típicamente con  $ER > 20$  dB en tan sólo unas pocas micras de longitud [221], [222]. Sin embargo, como para cualquier *grating* de acoplo por superficie, se necesita un ángulo de incidencia o inclinación de la fibra óptica muy específico que, además, es muy crítico para un acoplo óptimo, lo que supone una limitación en el set-up experimental y una restricción en la eficiencia. Además, sus anchos de banda son limitados, con 40 nm y 70 nm, respectivamente, en los ejemplos anteriores.

Los PBS basados en los acopladores de interferencia multimodal convencionales (Fig. 4.6 (c)) han tenido gran interés debido principalmente a su fácil implementación, con grandes tolerancias de fabricación y bajas pérdidas [223]. No obstante, su principal desventaja es su ancho de banda, cubriendo típicamente sólo la banda C de

telecomunicaciones, además de un excesivo tamaño con longitudes típicas de alrededor de 1 mm y ER por debajo de los 20 dB [224], [225]. Su longitud se ha reducido exitosamente introduciendo diferentes estructuras, como geometrías específicas [226], cristales fotónicos o *photonic crystals* (PC) [227], guías de onda *slot* [228], o materiales de índice bajo aumentado [229]. Sin embargo, los ER y los anchos de banda siguen siendo limitados.

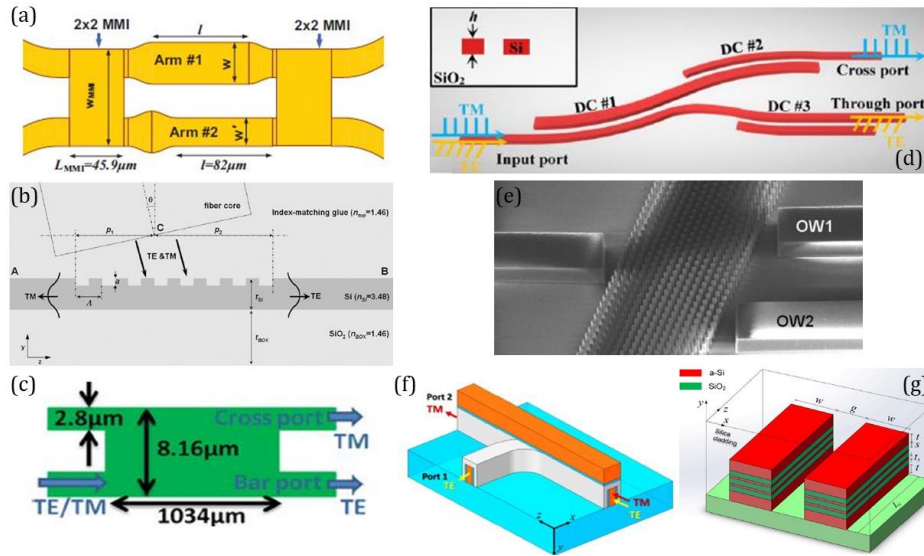


Fig. 4.6. Esquemas de divisores de polarización basados en (a) interferómetro Mach-Zehnder [220], (b) acoplador de superficie [222], (c) acoplador de interferencia multimodal [225], (d) acoplador direccional curvo [230], (e) cristales fotónicos [232], (f) guías de onda plasmónicas [233], (g) guías de onda *slot* [234].

Los acopladores direccionales asimétricos o *asymmetrical directional couplers* (ADC) (Fig. 4.6 (d)) constituyen la alternativa más común para división de polarización. Están formados por dos guías de onda adyacentes que introducen una asimetría geométrica en la región de acoplo del ADC para que la condición de coincidencia de fases, o *phase matching*, se satisfaga únicamente para una de las polarizaciones. Es decir, para una de las polarizaciones coinciden los índices efectivos de los modos fundamentales de ambas guías. De esta manera aquella polarización que satisface esta condición se acopla a la guía adyacente y la otra continúa propagándose en la guía original. Estos dispositivos suelen presentar un buen rendimiento con relaciones de extinción superiores a 15 dB, pérdidas de inserción por debajo de 1 dB y anchos de banda por encima de los 70 nm [16], [17], [230], [231]. No obstante, en muchas ocasiones es a expensas de una fabricación más compleja y tolerancias de fabricación más bajas.

Otras alternativas incluyen cristales fotónicos (Fig. 4.6 (e)), que presentan ER y anchos de banda más limitados [227], [232], o guías de onda plasmónicas o *plasmonic waveguides* (PW) (Fig. 4.6 (f)) [233] y guías de onda *slot* (Fig. 4.6 (g)) [15], [234], [235], [236], que por lo general requieren una fabricación mucho más compleja con múltiples pasos. Se puede encontrar una comparativa de las prestaciones de PBS con distintos diseños en la Tabla 4-1.

Tabla 4-1. Tabla comparativa de los resultados de diferentes divisores de polarización del estado del arte. Nótese que los anchos de banda son calculados para los umbrales de ER y IL proporcionados en cada caso.  $h_{Si}$  corresponde a la altura de la capa de silicio.

Referencia	Tipo	ER (dB)	IL (dB)	BW (nm)	L ( $\mu\text{m}$ )	$h_{Si}$ (nm)	Estado
[15]	Slot	> 18	< 1	90	17.4	180	Simulado
[16]	ADC	> 15	< 0.5	60	38	340	Simulado
[17]	ADC	> 10	< 0.6	100	8.13	300	Simulado
[220]	MZI	> 10	-	40	200	400	Fabricado
[222]	GC	> 22	< 3	70	10	260	Simulado
[224]	MMI	< 20	< 1	35	1085	2000	Simulado
[225]	MMI	> 15	-	35	1034	340	Fabricado
[226]	MMI	> 15	< 2.2	26	132.6	220	Fabricado
[230]	ADC	> 20	< 1	135	20	220	Fabricado
[231]	ADC	> 15	< 2	40	1.5	220	Fabricado
[235]	Slot	14	< 0.7	100	28.25	200	Simulado
[236]	Slot	> 17	< 1	35	5.6	340	Simulado

#### 4.3.2. Rotadores de polarización

Los PR son dispositivos fotónicos diseñados para la rotación de una polarización a su ortogonal, principalmente en sus modos fundamentales. Tal y como se esquematiza en la Fig. 4.7, el modo fundamental con un estado de polarización TE (TM) que entra en el dispositivo por una guía de onda de entrada o puerto 1, sufre una rotación en el interior del mismo a su polarización ortogonal TM (TE) que sale por el puerto 2 o puerto de salida.

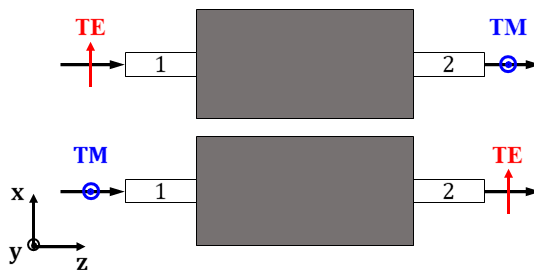


Fig. 4.7. Esquema ilustrativo de un rotador de polarización, formado idealmente por una entrada y una salida.

Los parámetros más importantes para describir el rendimiento de estos dispositivos son igualmente el ER y las IL. El ER en este caso se define como la relación de potencias del modo de interés para ambas polarizaciones en el puerto deseado, puerto 2. Matemáticamente:

$$ER^{TE} = 10 \log_{10} \left( \frac{p_2^{TM}}{p_2^{TE}} \right) \quad (4.5)$$

$$IL^{TE} = 10 \log_{10}(p_2^{TE}) \quad (4.6)$$

$$ER^{TM} = 10 \log_{10} \left( \frac{p_2^{TE}}{p_2^{TM}} \right) \quad (4.7)$$

$$IL^{TM} = 10 \log_{10}(p_2^{TM}) \quad (4.8)$$

Algunos rotadores se basan en la proyección del modo de entrada sobre dos modos híbridos que se propagan a lo largo de la estructura con constantes de propagación diferentes. Cuando estos modos híbridos interfieren, sufren un giro dependiente de la longitud, de tal forma que cuando se alcanza el giro deseado se vuelve a proyectar el modo sobre la guía de salida. Esto se puede realizar rompiendo la simetría de las guías de onda, por ejemplo, eliminando parte de la guía para formar guías de onda con forma triangular [237] o en forma de L [238]-[240], estructuras denominadas *cut-cornered* (Fig. 4.8 (d)). Este esquema conlleva longitudes muy pequeñas de hasta 2  $\mu\text{m}$  [237] y ER muy altos, mayores de 20 dB. Sin embargo, normalmente tienen un ancho de banda pequeño, típicamente cubriendo la banda C, ya que la longitud de conversión varía con la longitud de onda. Las guías *slot* comparten este mismo modo de funcionamiento [241], [242] (Fig. 4.8 (e)). Cuentan con una región de bajo índice de refracción entre dos regiones de alto índice, consiguiendo un alto contraste entre las interfaces que hace que el campo esté fuertemente confinado en la región de bajo índice. Se consiguen PR de unas pocas micras de longitud, típicamente con ER mejores que 20 dB e IL menores de 1 dB en anchos de banda muy amplios, como es el caso de [242] con un ancho de banda de más de 200 nm. Sin embargo, la fabricación es más compleja y las tolerancias bajas.

Los rotadores basados en *tapers* convierten el modo  $TM_0$  en el primer modo transversal eléctrico ( $TE_1$ ) a través de una evolución modal utilizando el proceso de hibridación de la polarización [243]-[247] (Fig. 4.8 (a)). Se pueden llegar a conseguir anchos de banda de 400 nm [244] y ER superiores a 25 dB [243], sin embargo, el principal problema de estos dispositivos es que, normalmente, la longitud del *taper* tiene que ser muy grande para que la evolución modal sea adiabática y evitar así fuertes pérdidas. Además, para que el proceso de hibridación tenga lugar al aumentar el ancho de la guía de onda, se requiere la ruptura de la simetría vertical de la guía, lo que se consigue utilizando un material diferente como cubierta superior, normalmente aire [246], [247], o guías *rib* en la sección de hibridación [243]-[245], aumentando la complejidad de la fabricación. Una vez producida la rotación de polarización, se requiere un conversor de  $TE_1$  a  $TE_0$ , lo que supone un aumento adicional en el tamaño del dispositivo.

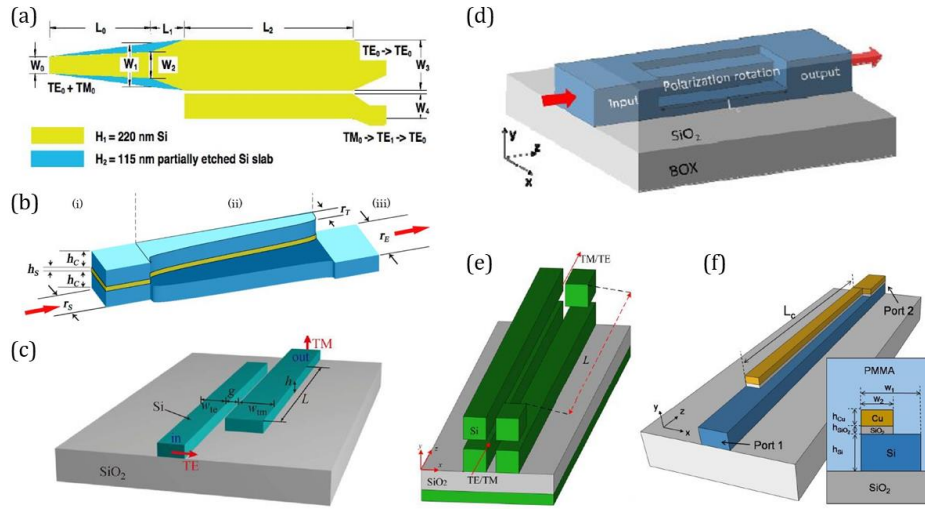


Fig. 4.8. Esquemas de rotadores de polarización basados en (a) tapers adiabáticos con dos alturas [245], (b) estructuras curvadas adiabáticas [248], (c) acopladores direccionales asimétricos [250], (d) estructuras cut-cornered [239], (e) guías de onda slot [242] y (f) materiales adicionales [253].

Otros rotadores basados en la evolución modal utilizan estructuras giradas de forma adiabática [248], [249] (Fig. 4.8 (b)). Un giro de la guía de onda gira el eje óptico y, por lo tanto, los estados de polarización de los modos guiados en la estructura con una gran tolerancia de fabricación. Sin embargo, estos dispositivos normalmente requieren una larga distancia ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ) para conseguir una conversión de polarización adiabática, resultando en dimensiones muy grandes.

El esquema más común es utilizar ADC que acoplan la potencia del modo  $\text{TE}_0$  ( $\text{TM}_0$ ) de la guía de onda de entrada en el modo  $\text{TM}_0$  ( $\text{TE}_0$ ) de la guía de salida adyacente [250], [251], utilizando el fenómeno de la interferencia de los supermodos generados en la región de rotación del PR (Fig. 4.8 (c)). En estos dispositivos los parámetros geométricos de las guías de onda tienen que ser cuidadosamente optimizados para satisfacer la condición de coincidencia de fases, es decir, en un plano perpendicular a la dirección de propagación el índice efectivo del modo  $\text{TE}_0$  ( $\text{TM}_0$ ) en la guía de entrada tiene que ser igual al del modo  $\text{TM}_0$  ( $\text{TE}_0$ ) en la de salida, y así garantizar un acoplo óptimo de una polarización a la otra. Como consecuencia, presentan una gran sensibilidad a errores de fabricación. Como ambas polarizaciones son ortogonales no se puede producir interferencia de potencia de una a la otra, siempre y cuando la sección transversal sea simétrica, ya sea en la dirección vertical o en la horizontal. La simetría horizontal se rompe utilizando guías con distintas secciones transversales. Para romper la simetría vertical, no obstante, es necesario el uso de un material como cubierta superior diferente al del sustrato inferior lo que limita su aplicación e integración con otros dispositivos. Estos dispositivos presentan ER mayores de 20 dB e IL menores de 1 dB, pero los anchos de banda no son muy grandes. Además, su longitud se puede reducir, pero normalmente es difícil controlar con precisión la condición de coincidencia de fases para un acoplo eficaz.

También se pueden utilizar materiales adicionales en la región de rotación para mejorar el rendimiento de los PR (Fig. 4.8 (f)), como metales, cristales líquidos o

materiales magnetoópticos, por ejemplo, para hacerlos más compactos ( $< 5 \mu\text{m}$ ) [252], [253] o disminuir las pérdidas ( $< 0.1 \text{ dB}$ ) [254]. Se puede encontrar una comparativa de las prestaciones de PR con distintos diseños en la Tabla 4-2.

Tabla 4-2. Tabla comparativa de resultados de distintos rotadores de polarización del estado del arte. Nótese que los anchos de banda son calculados para los umbrales de ER y IL proporcionados en cada caso.  $h_{\text{Si}}$  corresponde a la altura de la capa de silicio.

Referencia	Tipo	ER (dB)	IL (dB)	BW (nm)	L ( $\mu\text{m}$ )	$h_{\text{Si}}$ (nm)	Estado
[237]	Triangular	$> 20$	$< 0.4$	300	2.8	420	Fabricado
[238]	L	$> 15$	0.5	110	5	340	Simulado
[239]	L	$< 17$	-	40	23	220	Simulado
[240]	L	$> 25$	$< 2$	100	$> 230$	220	Fabricado
[241]	Slot	$> 10$	$< 0.5$	30	11.3	250	Simulado
[242]	Slot	$> 20$	$< 0.55$	230	18.9	180	Simulado
[246]	Taper	20	$< 1.5$	50	70	220	Fabricado
[247]	Taper	$> 20$	$< 0.57$	85	47.5	220	Fabricado
[249]	Giradas	$> 20$	$< 0.25$	60	5	180	Simulado
[250]	ADC	-	$< 1.6$	40	44	250	Fabricado
[252]	Materiales	$> 17$	$< 3.5$	90	5.85	220	Fabricado
[253]	Materiales	-	3	200	5	230	Simulado

### 4.3.3. Dispositivos de birrefringencia nula

La mayoría de las alternativas desarrolladas para conseguir un comportamiento de birrefringencia nula en guías de onda están relacionadas con modificaciones geométricas de su sección transversal, especialmente en guías de onda *rib* donde el campo modal puede ser sintonizado modificando el ancho, alto o profundidad de grabado de la guía [255], [19] (Fig. 4.9 (a)). En guías de onda *strip*, el comportamiento independiente de la polarización está limitado a geometrías cuadradas (Fig. 4.9 (b)). En este tipo de guías los interfaces superior e inferior presentan muy poca rugosidad debido al proceso de crecimiento con el que se fabrican las obleas. Sin embargo, la reducción del ancho de la guía y la rugosidad de las paredes laterales debido al proceso de fabricación conlleva un aumento de las pérdidas por radiación o *scattering* [19]. Además, las nanoguías de onda de silicio que presentan un comportamiento libre de birrefringencia son normalmente de banda estrecha y presentan unas tolerancias de fabricación bajas, ya que su comportamiento no birrefringente es altamente dependiente de las dimensiones del núcleo de la guía (una desviación en el ancho de  $\pm 10 \text{ nm}$  da lugar a una birrefringencia de 0.1 [20]).

La ingeniería de tensión (*stress engineering*) ha sido propuesta para corregir las fluctuaciones en la birrefringencia de las guías debido a variaciones en las dimensiones del núcleo y la birrefringencia residual debida a otros errores de fabricación, proporcionando un ligero control a través de la diferencia en los coeficientes de expansión de los materiales [256]. Para desarrollar esta estrategia se han propuesto diferentes versiones desde modificar el grosor de la capa de cubierta [20], la forma de la sección del núcleo [30], o integrar una lámina piezoeléctrica para



el control electrodinámico de la birrefringencia [257]. Sin embargo, todas estas propuestas tienen una efectividad limitada en guías de onda *strip*.

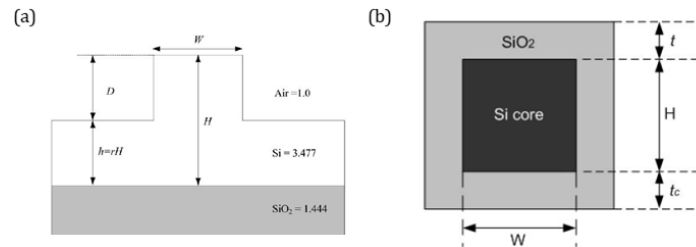


Fig. 4.9. Esquemas ilustrativos de guías de ondas independientes de la polarización para el caso de (a) una guía de ondas *rib* presentada en [247] y (b) una guía de ondas *strip* cuadrada presentada en [19].

#### 4.3.4. Microespectrómetros SHFT con polarización dual

Como excepción, existen alternativas que proponen el uso de espectrómetros de polarización dual, es decir, con doble funcionamiento utilizando tanto los modos TE como los modos TM. Es el caso de [205] que propone un microespectrómetro SHFT en SOI formado por un *array* de 17 MZI con un brazo en forma de espiral microfotónica y con un OPD máximo de 4.8 cm (Fig. 4.10 (a)). Aunque el rendimiento del microespectrómetro no es el mismo para ambas polarizaciones, pues las pérdidas introducidas por el uso de una u otra polarización son distintas, lo que se puede apreciar en la correspondiente matriz de calibración, se demuestra que el número de MZI necesarios se puede reducir casi a la mitad (de 32 a 17) utilizando ambas polarizaciones. En este caso, para adaptar el microespectrómetro a las dos polarizaciones se modifican los anchos de las guías de onda que conforman los interferómetros en función de las constantes de propagación de ambas polarizaciones, para barrer una línea de retardo óptico de espaciado uniforme. Para la recuperación espectral se utiliza el método de las matrices de calibración y su pseudoinversa, consiguiendo una resolución de 27.5 pm y un ancho de banda de 440 pm a una longitud de onda de 1.55  $\mu\text{m}$ . El principal inconveniente de esta alternativa reside en que, al utilizar ambas polarizaciones, es preciso que el resto de componentes fotónicos necesarios para el funcionamiento del microespectrómetro, como pueden ser los acopladores fibra-chip, los combinadores o los divisores de haz, sean independientes de la polarización o tengan buenas prestaciones en un ancho de banda amplio para ambas polarizaciones de forma simultánea. De no cumplirse esta condición las pérdidas aumentan y se reduce el *throughput*. Adicionalmente, al basar el incremento de OPD en incrementos del ancho de las nanoguías para ambas polarizaciones simultáneamente se produce un error en el OPD implementado de más del doble que para una única polarización, lo que contribuye al deterioro del espectro recuperado. Por otro lado, las pérdidas de propagación por las guías de onda dependen de las constantes de propagación de los modos y por tanto son diferentes según la polarización utilizada lo que disminuye la visibilidad para una de ellas.

En [10] presentan una alternativa similar en el infrarrojo medio. En concreto, presentan un espectrómetro SHFT implementado en una plataforma de silicio enriquecido con germanio. Las guías de onda que conforman el espectrómetro están formadas por distintas capas de silicio con una concentración de germanio

linealmente modificada, lo que permite un confinamiento óptimo del modo en el interior de la guía de onda en un rango muy amplio de longitudes de onda, entre 5  $\mu\text{m}$  y 8.5  $\mu\text{m}$ , y para ambas polarizaciones. En este caso no se modifican geoméricamente las guías del espectrómetro para adaptarlo a ambas polarizaciones, si no que consiguen una birrefringencia muy baja gracias a la modificación gradual del índice efectivo en las capas de silicio enriquecidas con germanio. El espectrómetro está formado por un total de 19 MZI con un OPD máximo de 178.6  $\mu\text{m}$  y a través del algoritmo basado en matrices de calibración se consigue una resolución de 0.89 nm a una longitud de onda de 7.7  $\mu\text{m}$  (Fig. 4.10 (b)). El principal inconveniente de esta alternativa es que el uso de plataformas tan específicas complica y encarece el proceso de fabricación. Adicionalmente, este tipo de soluciones son limitantes a la hora de diseñar un microespectrómetro específico por lo que siguen siendo necesarias soluciones más generales aplicables a cualquier tipo de microespectrómetro.

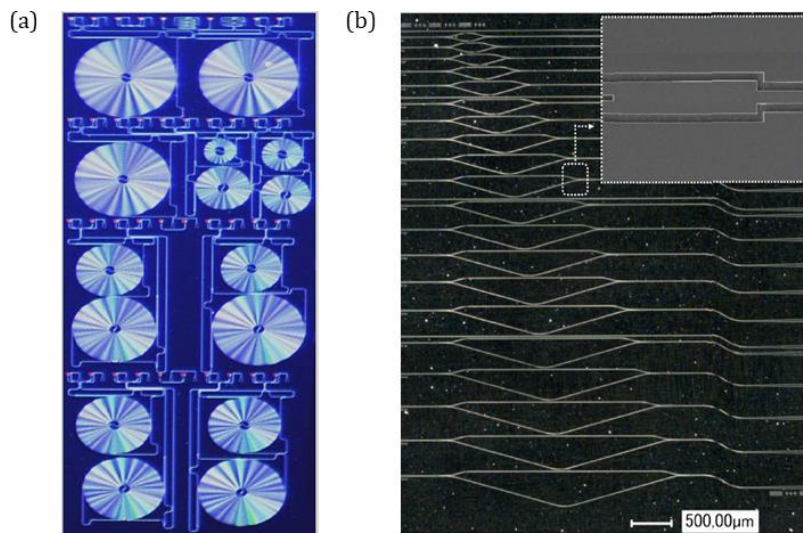


Fig. 4.10. Micrografías ópticas de los microespectrómetros fabricados en [205] (a) y [10] (b), para su uso con ambas polarizaciones.

## 4.4. Anisotropía de las estructuras sublongitud de onda

### 4.4.1. Estructuras sublongitud de onda para mejora de dispositivos de gestión de polarización

En el contexto de los divisores de polarización, las SWG se han aplicado exitosamente a diferentes geometrías para obtener dispositivos muy compactos de tan sólo 2.4  $\mu\text{m}$  de longitud, utilizando la técnica del diseño inverso (Fig. 4.11 (a)) [258], o de 7.2  $\mu\text{m}$  en [259] y 22.5  $\mu\text{m}$  en [260] incorporando una región SWG en uno de los brazos de un ADC y un DC, respectivamente (Fig. 4.11 (b)). También han sido utilizadas para aumentar el ancho de banda hasta los 115 nm en [261] intersectando una región SWG con las dos guías de onda que forman el acoplador direccional simétrico (Fig. 4.11 (c)), o hasta los 230 nm en [262] introduciendo un par de *tapers* SWG adiabáticos con doble núcleo en cascada entre las dos guías del ADC (Fig. 4.11

(d)). Se puede ver un resumen más detallado de las prestaciones de estos dispositivos en la Tabla 4-3.

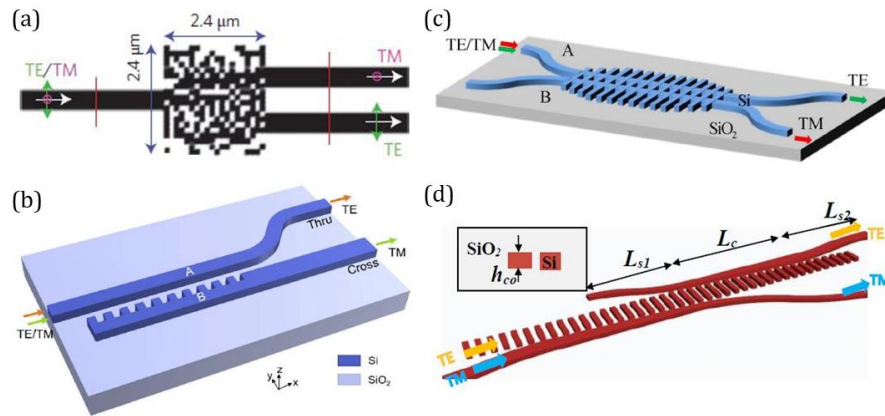


Fig. 4.11. Diferentes esquemas de divisores de polarización mejorados a través de la tecnología sub-longitud de onda, basados en (a) técnica del diseño inverso [258], (b) acoplador direccional simétrico con un brazo SWG [259], (c) acoplador direccional simétrico con una región SWG intersecada [261] y (d) acoplador direccional asimétrico con un par de *tapers* SWG adiabáticos con doble núcleo en cascada entre las dos guías [262].

Tabla 4-3. Tabla comparativa de resultados de distintos divisores de polarización del estado del arte mejorados a través de la tecnología sublongitud de onda. Nótese que los anchos de banda son calculados para los umbrales de ER y IL proporcionados en cada caso.  $h_{Si}$  corresponde a la altura de la capa de silicio.

Referencia	Tipo	ER (dB)	IL (dB)	BW (nm)	L (μm)	$h_{Si}$ (nm)	Estado
[258]	Diseño inverso	> 10	< 1	32	2.4	300	Fabricado
[259]	ADC	-	< 2.5	150	7.2	220	Fabricado
[260]	DC	> 20	1	60	22.5	220	Fabricado
[261]	DC	> 10	< 1	115	21	340	Simulado
[262]	ADC	> 20	< 1	230	33.6	340	Fabricado

Estas estructuras también se han utilizado para mejorar la eficiencia de los rotadores de polarización. En concreto, se han utilizado para reducir su longitud hasta las 10 μm en [263] mediante dos hendiduras sublongitud de onda (*dual-trench*), hasta las 8.2 μm en [264] utilizando un acoplador basado en estructuras SWG parcialmente grabadas, o hasta las 5 μm en [265] utilizando la técnica del diseño inverso (Fig. 4.12 (a)). En [266] se consigue a través de una región SWG incorporada en uno de los brazos del DC aumentar las tolerancias de fabricación hasta los  $\pm 40$  nm en el ancho de las guías de onda que conforman el acoplador (Fig. 4.12 (b)). En [267] la región *cut-cornered* del rotador se reemplaza por una región periódica sublongitud de onda

para aumentar su ancho de banda hasta un ancho de banda récord de 400 nm (Fig. 4.12 (c)) y en [18] las guías de onda *slot* incorporan una región sublongitud de onda (Fig. 4.12 (d)), consiguiendo anchos de banda ultra anchos de 260 nm. Se puede ver un resumen más detallado de las prestaciones de estos dispositivos en la Tabla 4-4.

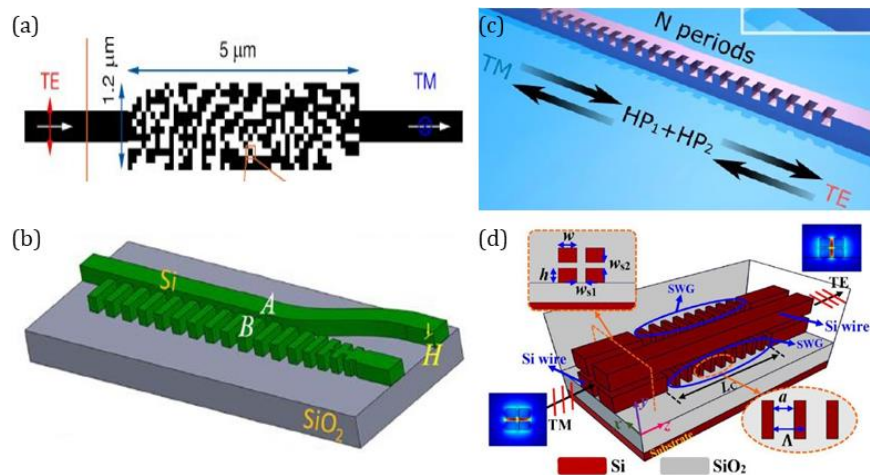


Fig. 4.12. Diferentes esquemas de rotadores de polarización mejorados a través de la tecnología sub-longitud de onda, basados en (a) técnica del diseño inverso [265], (b) una región SWG incorporada en uno de los brazos del acoplador direccional [266], (c) estructura *cut-cornered* con estructuras SWG [267] y (d) guías *slot* con región SWG [18].

Tabla 4-4. Tabla comparativa de resultados de distintos rotadores de polarización del estado del arte mejorados a través de la tecnología sublongitud de onda. Nótese que los anchos de banda son calculados para los umbrales de ER y IL proporcionados en cada caso.  $h_{Si}$  corresponde a la altura de la capa de silicio.

Referencia	Tipo	ER (dB)	IL (dB)	BW (nm)	L ( $\mu$ m)	$h_{Si}$ (nm)	Estado
[6]	<i>Dual-trench</i>	16	0.7	26	10	260	Fabricado
[18]	<i>Slot</i>	-	< 1	260	12.6	180	Simulado
[265]	Diseño inverso	23	-	40	5	300	Simulado
[267]	<i>Cut-cornered</i>	-	< 1	400	4.8	340	Simulado

En la ingeniería de las propiedades del metamaterial de los dispositivos anteriores, el principal parámetro geométrico que se modifica es el ciclo de trabajo, es decir, la cantidad de silicio dentro de un periodo. Si bien estas modificaciones permiten la síntesis de un rango amplio de materiales e incluso de una dispersión muy uniforme, una desviación grande respecto al valor central del ciclo de trabajo, es decir, respecto a 0.5 (relación de aspecto de 1:1 entre las longitudes de los segmentos de núcleo y de los de cubierta), puede llegar a dificultar el proceso de fabricación. Esto sucede principalmente porque el grabado es dependiente de la relación de aspecto, y por lo tanto del MFS, y también debido a los efectos de proximidad entre segmentos consecutivos. Además, muchos de los diseños presentan una altura de silicio no estándar o una geometría muy compleja, lo que dificulta y encarece el proceso de fabricación, o un rendimiento, como es el caso de los DC y ADC, altamente dependiente

de su geometría, lo que disminuye las tolerancias de fabricación. En nuestro trabajo, proponemos la expansión del espacio de diseño de estos metamateriales a través del uso de redes giradas para control anisotrópico.

#### 4.4.2. Nuevos metamateriales sublongitud de onda con control de anisotropía

En la óptica cristalina, los cristales uniaxiales se definen como materiales anisótropos en los que la luz experimenta dos índices de refracción diferentes según su trayectoria, es decir, según la dirección cristalográfica [268], [269]. Esto es así porque el vector desplazamiento eléctrico en el interior del cristal,  $\vec{D}$ , no se relaciona con el campo eléctrico,  $\vec{E}$ , a través de una constante dieléctrica,  $\epsilon$ , si no a través de un tensor dieléctrico,  $\bar{\epsilon}$ , a través de la ecuación  $\vec{D} = \bar{\epsilon} \vec{E}$ . De esta manera, los cristales uniaxiales se pueden modelar como un medio anisótropo descrito por un tensor dieléctrico que, en el sistema de coordenadas de sus ejes principales, se convierte en un tensor diagonal de la forma [268], [269]:

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

donde  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$  (considerando que el eje óptico del cristal uniaxial está orientado a lo largo del eje  $z$ ) son las constantes dieléctricas en las direcciones  $x$  e  $y$ , respectivamente, y  $\epsilon_{zz}$  es la constante dieléctrica en la dirección  $z$  o eje óptico del material. Se puede ver un esquema en la Fig. 4.13.

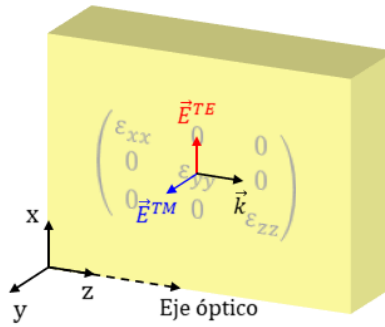


Fig. 4.13. Medio anisótropo descrito por el tensor dieléctrico de la Ec. (4.9) equivalente a un cristal uniaxial.

El tensor dieléctrico anterior se puede expresar también como:

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_o & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_o & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_e \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

donde  $\epsilon_o$  es la constante dieléctrica correspondiente a los ejes ordinarios y  $\epsilon_e$  la correspondiente al eje extraordinario.

Si consideramos inicialmente estructuras SWG infinitas tanto a lo largo del eje  $z$  como a lo largo del eje  $x$ , cabe distinguir dos tipos de ondas [200] (Fig. 4.14 (a)):

- La onda Bloch ( $E_{\parallel}$ ) que viaja a lo largo de la dirección  $z$  y está polarizada a lo largo del eje  $x$ , con un índice de refracción equivalente  $n_{xx}$ .
- La onda guía-array ( $E_{\perp}$ ) que viaja a lo largo de la dirección  $x$  y está polarizada a lo largo del eje  $z$ , con un índice de refracción equivalente  $n_{zz}$ .

Las estructuras SWG poseen, por tanto, una anisotropía inherente a su condición periódica sublongitud de onda. Cuando el periodo es mucho menor que la longitud de onda efectiva (límite “*deep subwavelength*”) su comportamiento es equivalente al de un cristal uniaxial, por lo que el núcleo periódico de la guía de onda se puede modelar como un núcleo homogéneo anisótropo. Nótese que, si bien esta equivalencia es rigurosa sólo en el límite *deep subwavelength*, el modelado homogéneo anisótropo arroja buenos resultados en toda la región SWG. En la figura Fig. 4.14 se puede ver el esquema de (a) una guía de onda SWG en el plano  $x$ - $z$  y (b) su equivalente modelo homogéneo anisótropo. Nótese la orientación del eje óptico de la estructura a lo largo de la dirección de propagación  $z$ . Teniendo en cuenta que la permitividad eléctrica se define como  $\varepsilon = \varepsilon_0 n^2$  donde  $\varepsilon_0$  es la permitividad eléctrica en el vacío y  $n$  el índice de refracción, el tensor diagonal dieléctrico del modelo homogéneo anisótropo del núcleo de la guía SWG (Ec. (4.9)) se puede expresar como el tensor diagonal del índice de refracción de la forma (Fig. 4.14 (b)):

$$\bar{n} = \begin{bmatrix} n_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & n_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & n_{zz} \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

donde  $n_{xx}$ ,  $n_{yy}$  y  $n_{zz}$  son los índices de refracción equivalentes en las direcciones  $x$ ,  $y$  y  $z$ , y  $n_{xx} = n_{yy}$ .

Si incluimos la dispersión del material en el tensor  $\bar{n}$  de la Ec. (4.11), i.e.  $\bar{n}(\lambda) = \text{diag}[n_{xx}(\lambda), n_{xx}(\lambda), n_{zz}(\lambda)]$ , el modelo también predice la dependencia con la longitud de onda de la estructura periódica.

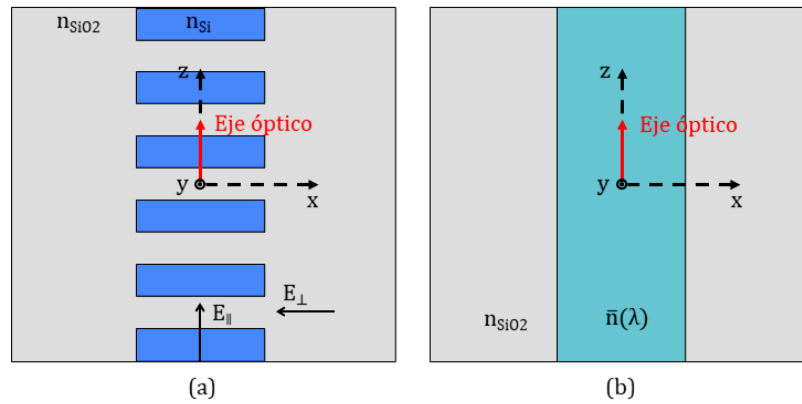


Fig. 4.14. Esquema en el eje  $x$ - $z$  de una guía SWG de silicio con una cubierta de sílice (a) y su correspondiente modelo homogéneo anisótropo equivalente (b).

La naturaleza anisótropa de las estructuras SWG se utilizó por primera vez en el diseño de un acoplador de interferencia multimodal para el caso de una sola polarización [200] (Fig. 4.15(a)), demostrando tener un especial potencial en el aumento de prestaciones de los diseños basados en MMI, ya que cuentan con una fácil implementación y con bajas pérdidas. Se demostró que la anisotropía de estas estructuras produce MMI con longitudes de batido virtualmente independientes de la longitud de onda para el caso de la polarización TE, y por tanto dan lugar a dispositivos con anchos de banda ultra anchos. En [200] se diseña un divisor de potencia 50/50 basado en un MMI con IL menores de 1 dB y un desbalanceo (IB), es decir, una diferencia de potencia entre los puertos de salida, menor de 1 dB en un ancho de banda experimental sin precedentes de 325 nm, un ancho de banda récord en los dispositivos basados en interferencia multimodal.

El efecto de interferencia multimodal aplicado a las estructuras SWG anisótropas para ambas polarizaciones se estudió por primera vez en la implementación de un PBS en [270] (Fig. 4.15(b)) consiguiendo un dispositivo de 92.7  $\mu\text{m}$  de longitud y un ancho de banda de 84 nm para ER mayores de 11.7 dB e IL menores de 2.5 dB. Sin embargo, la variación necesaria del ciclo de trabajo produce como consecuencia un MFS restrictivo menor de 100 nm que complica el proceso de fabricación. Esto se debe principalmente a la dificultad de ajustar de forma simultánea para ambas polarizaciones las longitudes de batido o posiciones de las autoimágenes Talbot. Otras alternativas como [261] y [271] (Fig. 4.15(c)) explotan las propiedades anisótropas de las SWG para el diseño de divisores de polarización que evitan las restricciones de fabricación de las alternativas homogéneas y requieren sólo un paso de grabado, obteniendo ER mayores de 20 dB, IL menores que 1 dB y anchos de banda en exceso de 150 nm. Sin embargo, estas alternativas suponen MFS por debajo de 100 nm y usan materiales muy particulares para la cubierta superior para conseguir un buen relleno de los gaps entre los segmentos consecutivos de silicio, como es el caso del SU-8 [271]. No obstante, para muchas plataformas de silicio optoelectrónicas, se requieren MFS de al menos 100 nm y la sílice es el material preferido como cubierta superior [272], [273].



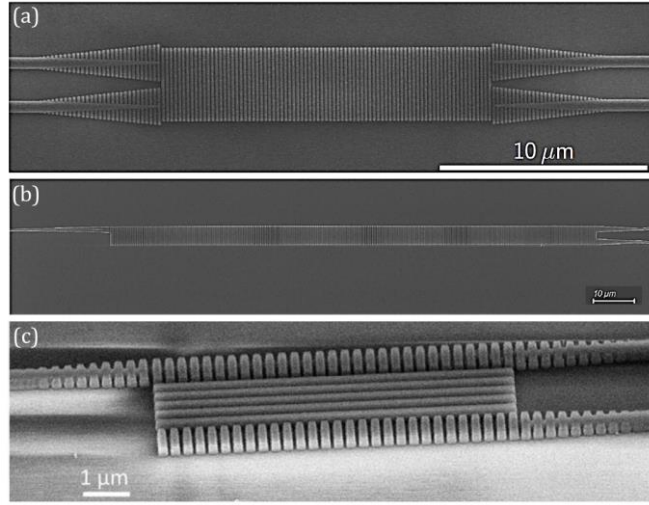


Fig. 4.15. Imágenes SEM de acopladores de interferencia multimodal que explotan las propiedades anisótropas de las estructuras SWG para (a) divisor de potencia 50/50 para la polarización TE [200], (b) divisor de polarización para ambas polarizaciones [270] y (c) divisor de polarización donde el fenómeno de interferencia es utilizado únicamente en una de las polarizaciones [271].

Una nueva técnica para controlar la respuesta anisotrópica de las estructuras SWG se propuso en [33], basada en la inclinación de cada segmento individual de la guía de onda periódica un determinado ángulo con respecto a la dirección transversal, con el sistema de coordenadas fijado por la propagación de la luz a lo largo de la guía de onda [Fig. 4.16 (a)]. Si consideramos la equivalencia entre una estructura periódica y un cristal uniáxico, el núcleo periódico con segmentos inclinados se puede igualmente modelar como una guía de onda homogénea anisótropa. El ángulo de inclinación de los segmentos resulta en una inclinación del eje óptico del material. En la Fig. 4.16 (a) se puede ver un esquema en el plano  $x$ - $z$  de la guía SWG con los segmentos inclinados un ángulo  $\theta$  respecto al eje  $x$ , lo que se traduce en una inclinación de la misma magnitud del eje óptico respecto a la dirección de propagación  $z$ . En la Fig. 4.16 (b) se muestra la guía de onda homogénea anisótropa, equivalente a la SWG inclinada. Esta inclinación se puede expresar como una rotación del tensor dieléctrico diagonal del material sin inclinar (Ec. (4.9)), dando lugar a un tensor dieléctrico no diagonal [274]:

$$\bar{\epsilon}'(\theta) = R_y(\theta)^{-1} \bar{\epsilon} R_y(\theta) = \begin{bmatrix} \epsilon'_{xx}(\theta) & 0 & \epsilon'_{xz}(\theta) \\ 0 & \epsilon'_{yy} & 0 \\ \epsilon'_{xz}(\theta) & 0 & \epsilon'_{zz}(\theta) \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

donde  $R_y(\theta)$  es la matriz de rotación en el plano  $x$ - $z$ ,  $R_y(\theta)^{-1}$  es la matriz de rotación inversa y los diferentes elementos del tensor vienen determinados por:



$$\begin{aligned}
\varepsilon'_{xx}(\theta) &= \varepsilon_{xx}^2 \cos^2(\theta) + \varepsilon_{zz}^2 \sin^2(\theta) \\
\varepsilon'_{yy} &= \varepsilon_{yy}^2 = \varepsilon_{xx}^2 \\
\varepsilon'_{xz}(\theta) &= (\varepsilon_{zz}^2 - \varepsilon_{xx}^2) \sin(\theta) \cos(\theta) \\
\varepsilon'_{zz}(\theta) &= \varepsilon_{xx}^2 \sin^2(\theta) + \varepsilon_{zz}^2 \cos^2(\theta)
\end{aligned}
\tag{4.13}$$

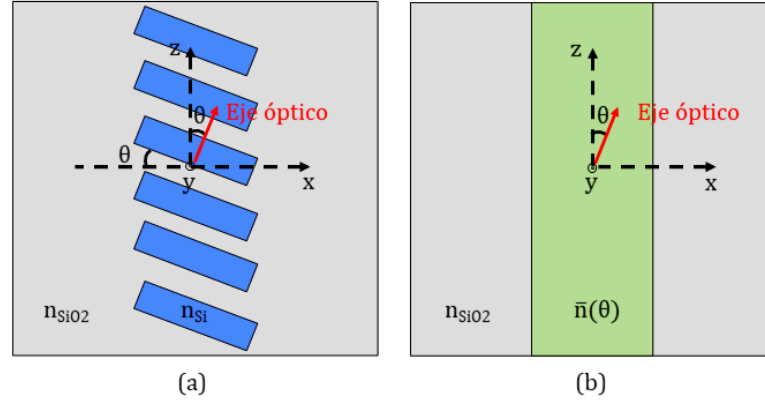


Fig. 4.16. Esquema visto desde arriba de una guía SWG de silicio con una cubierta de sílice cuyos segmentos están inclinados un cierto ángulo  $\theta$  respecto a la dirección transversal  $x$  (a) y su correspondiente modelo homogéneo anisótropo equivalente (b).

Definiendo los modos transversales eléctricos como aquellos polarizados en el plano  $x$ - $z$  (polarización horizontal) y los transversales magnéticos como los polarizados en la dirección  $y$  (polarización vertical) se puede comprender el efecto de la inclinación de los segmentos en el comportamiento de ambas polarizaciones a través de la Ec. (4.13). Cuando la estructura se inclina un cierto ángulo  $\theta$  con respecto a la dirección  $x$ , el índice efectivo del modo TE varía desde  $n_{xx}$  hasta  $n_{zz}$  cuando los segmentos rotan desde una posición paralela al eje  $x$  ( $\theta = 0^\circ$ ) a una posición paralela al eje  $z$  ( $\theta = 90^\circ$ ), permitiendo la ingeniería del índice de refracción con el ángulo de giro. Por el contrario, el modo TM, al estar polarizado en la dirección  $y$ , sólo ve un índice de refracción constante e igual a  $n_{yy} = n_{xx}$  y por tanto es prácticamente ajeno al giro de los segmentos. En la Fig. 4.17 se muestran los resultados del estudio de dicha técnica presentados en [33]. En la Fig. 4.17 (a) se muestra una imagen SEM de una de las estructuras SWG con los segmentos inclinados un cierto ángulo  $\theta$ . Tal y como se puede ver en la Fig. 4.17 (b), el índice efectivo del modo TE cambia significativamente con el ángulo de giro consiguiendo una variación de índice de hasta  $\Delta n_{eff}^{TE} = 0.25$  para un ángulo de 45 grados, mientras que el índice efectivo del modo TM permanece prácticamente constante con una variación de apenas  $\Delta n_{eff}^{TM} = 0.02$  para la misma estructura [33].

Esta característica permite modificar de forma independiente el índice efectivo de los modos TE y TM, es decir, proporciona un método de ingeniería de la anisotropía del metamaterial. El índice de refracción efectivo para los modos TE se puede ajustar variando únicamente el ángulo de giro manteniendo constantes el ciclo de trabajo y el MFS y por tanto simplificando mucho el proceso de fabricación. La variación del ángulo de inclinación no tiene apenas efecto en los modos TM, permitiendo un control directo sobre la anisotropía del material. Esta técnica ofrece al diseñador un nuevo

grado de libertad para controlar los índices de refracción sintetizados y la birrefringencia de forma de sus dispositivos. Nótese que el cálculo con el modelo homogéneo anisótropo produce resultados con muy buena correspondencia con el modelo real. En la Fig. 4.17 (c) se representa la dispersión calculada en ambos medios para un ángulo de inclinación de  $30^\circ$ , demostrando que el modelo también predice con bastante exactitud la dependencia del índice con la longitud de onda.

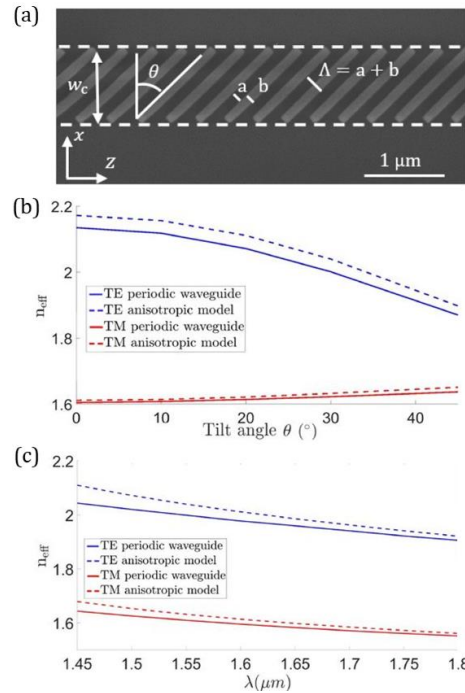


Fig. 4.17. Imagen SEM de una guía de ondas inclinada con un ángulo de inclinación de  $45^\circ$  (a) e índices de refracción efectivos de los modos TE y TM calculados utilizando la estructura SWG y el modelo homogéneo anisótropo en función del ángulo de inclinación (b) y en función de la longitud de onda para un ángulo de  $30^\circ$  (c). Resultados presentados en [33].

## 4.5. Técnicas propuestas por la presente tesis para el control de la polarización

### 4.5.1. Introducción a las soluciones propuestas en este trabajo

Con el objetivo de evitar la desintonización de los espectrómetros de transformada de Fourier espacialmente heterodinos integrados a causa de la fuerte dependencia con la polarización de la plataforma SOI, en este trabajo se presentan dos novedosas alternativas para la implementación de circuitos de diversidad de polarización a nivel de chip y para la implementación de componentes con un comportamiento independiente de la polarización, ambas basadas en la rotación de estructuras SWG descritas en el epígrafe 4.4.2.

El primer dispositivo que se presenta consiste en un divisor de polarización basado en interferencia multimodal. Con este diseño, se explotan por primera vez, las

propiedades de las estructuras SWG inclinadas a través del control independiente de las longitudes de autoimagen Talbot para las polarizaciones TE y TM. Esta técnica dota, además, al diseñador con un grado de libertad adicional para el control de la desintonización del PBS a causa de un llenado incompleto con la cubierta de sílice de los huecos nanométricos entre los segmentos periódicos de silicio consecutivos. Con esto se consigue el diseño y fabricación de un divisor de polarización robusto y con gran ancho de banda, validado experimentalmente. Este dispositivo ha sido además demostrado experimentalmente con pérdidas de inserción por debajo de 1 dB y relaciones de extinción mayores de 13 dB en un rango de 120 nm.

Para el segundo dispositivo, volvemos a construir desde las bases de la teoría de la inclinación de las estructuras SWG para presentar una novedosa guía de onda insensible a la polarización, que evita las limitaciones geométricas de las soluciones tradicionales de guías de grabado total. Seleccionando adecuadamente el ángulo de inclinación de las estructuras SWG, el estado de cero-birrefringencia se puede conseguir para un amplio rango de geometrías de la nanoguía. Este diseño conserva una fabricación sencilla de un sólo paso, proporcionando una respuesta espectral amplia y una gran robustez a errores de fabricación con respecto al diseño nominal.

La difusión de estos trabajos se ha realizado en las siguientes publicaciones, todas pertenecientes a revistas científicas de alto impacto (Q1), cuyo contenido se reproduce verbatim a continuación. Si bien solo se proponen como núcleo de la presente tesis los artículos en los que la autora participa como primer autor, también ha colaborado en tres artículos adicionales relacionados con el diseño de dispositivos fotónicos basados en metamateriales SWG (ver listado completo de publicaciones en Apéndice).

Asimismo, en el Apéndice A.2 pueden encontrarse las contribuciones a congresos científicos en las que se han presentado resultados asociados a este trabajo. La primera propuesta presentada a continuación ha dado lugar a una solicitud de patente española con número de solicitud P201830129, mientras que la segunda ha sido patentada en España con número de solicitud P201830653. Ambas han sido extendidas internacionalmente mediante solicitudes PCT, siendo además una de ellas un factor determinante en la creación de una empresa spin-off. La información referente a estas patentes puede encontrarse en el Apéndice A.3.

- A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, A. V. Velasco, A. Ortega-Moñux, P. Cheben, and R. Halir, "Design of a broadband polarization beam splitter based on anisotropy-engineered tilted subwavelength gratings," *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, 6601508, 2019.
- A. Herrero-Bermello, A. Dias-Ponte, J. M. Luque-González, A. Ortega-Moñux, A. V. Velasco, P. Cheben, and R. Halir, "Experimental demonstration of metamaterial anisotropy engineering for broadband on-chip polarization beam splitting," *Optics Express*, vol. 28, pp. 16385-16393, 2020.
- A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, R. Halir, P. Cheben, A. Ortega-Moñux, I. Molina-Fernández, A. V. Velasco, "Zero-Birefringence Silicon Waveguides Based on Tilted Subwavelength Metamaterials," *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, 2700308, 2019.

#### 4.5.2. Propuesta 1a: *Design of a broadband polarization beam splitter based on anisotropy-engineered tilted subwavelength gratings*



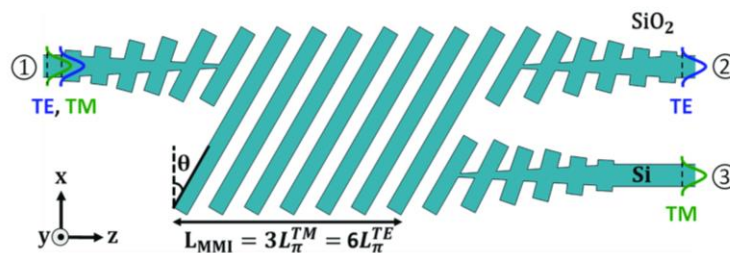
IEEE **Photonics** Journal  
An IEEE Photonics Society Publication

Open Access

## Design of a Broadband Polarization Splitter Based on Anisotropy-Engineered Tilted Subwavelength Gratings

Volume 11, Number 3, June 2019

Alaine Herrero-Bermello  
José Manuel Luque-González  
Aitor V. Velasco  
Alejandro Ortega-Moñux  
Pavel Cheben  
Robert Halir



DOI: 10.1109/JPHOT.2019.2912335  
1943-0655 © 2019 IEEE



# Design of a Broadband Polarization Splitter Based on Anisotropy-Engineered Tilted Subwavelength Gratings

Alaine Herrero-Bermello<sup>1</sup>,<sup>2</sup> José Manuel Luque-González<sup>1</sup>,<sup>2</sup>  
Aitor V. Velasco<sup>1</sup>,<sup>2</sup> Alejandro Ortega-Moñux<sup>1</sup>,<sup>2</sup>  
Pavel Cheben,<sup>3</sup> and Robert Halir<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Instituto de Óptica, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Madrid 28006, España

<sup>2</sup>Universidad de Málaga, Departamento de Ingeniería de Comunicaciones, ETSI Telecomunicación, Campus de Teatinos s/n, Málaga 29071 España

<sup>3</sup>National Research Council of Canada, Ottawa, ON K1A 0R6, Canada

DOI:10.1109/JPHOT.2019.2912335

1943-0655 © 2019 IEEE. Translations and content mining are permitted for academic research only. Personal use is also permitted, but republication/redistribution requires IEEE permission. See [http://www.ieee.org/publications\\_standards/publications/rights/index.html](http://www.ieee.org/publications_standards/publications/rights/index.html) for more information.

Manuscript received January 24, 2019; revised April 4, 2019; accepted April 15, 2019. Date of publication April 19, 2019; date of current version May 6, 2019. This work was supported in part by the Spanish Ministry of Science, Innovation and Universities under Grants TEC2016-80718-R, TEC2015-71127-C2-1-R (FPU scholarship 16/06762), and IJCI-2016-30484; in part by the Community of Madrid under Grant S2018/NMT-4326, and in part by the European Union's Horizon 2020 research and innovation program under the Marie Skłodowska-Curie under Grant 734331. Corresponding author: Alaine Herrero-Bermello (e-mail: [alaine.herrero@csic.es](mailto:alaine.herrero@csic.es)).

**Abstract:** Polarization management is of paramount importance in integrated optics, particularly for highly birefringent photonic platforms such as silicon-on-insulator. In this paper, we present a polarization beam splitter based on a multimode interference coupler incorporating tilted subwavelength gratings. The tilt provides accurate control of the structural anisotropy and enables independent selection of the beat length for two orthogonal polarization states. As a result, device length is reduced to less than 100  $\mu\text{m}$  while simultaneously achieving broadband operation through subwavelength grating dispersion engineering. Insertion losses below 1 dB and an extinction ratio higher than 20 dB are demonstrated through three-dimensional FDTD simulation in a 131-nm bandwidth.

**Index Terms:** Polarization beam splitter (PBS), multimode interference coupler (MMI), sub-wavelength grating (SWG), anisotropy engineering, silicon-on-insulator (SOI).

## 1. Introduction

ON-CHIP polarization management has become an important demand in integrated photonics, especially in highly birefringent platforms such as silicon-on-insulator (SOI). Specifically, polarization beam splitters (PBS) are required for separating the quasi transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM) polarization states, ideally with a high extinction ratio (ER) and low insertion losses (IL) over a broad bandwidth [1], [2]. Several different approaches have been proposed to achieve polarization splitting. PBS based on Mach-Zehnder interferometer are straightforward to fabricate, but their bandwidth is generally limited [3]. The bandwidth is also quite limited for two-dimensional gratings couplers (GC) [4], [5], which implement polarization splitting directly at the fiber-chip coupling stage. Directional couplers (DC) have been advantageously used for polarization splitting and can achieve large bandwidths with sophisticated bent designs [1]. DC performance can also be



enhanced through the deposition of additional material layers [6], albeit at the expense of increased fabrication complexity. Other approaches include photonic crystals (PCs) [7], [8], which present more limited ERs and bandwidths, as well as slotted [9] and plasmonic [2] waveguides, which often require multiple fabrication steps.

The properties of subwavelength gratings (SWGs), i.e. spatial arrangements of alternating materials that can be approximated as a homogenous metamaterial [10]–[14], have been exploited to overcome some of the limitations of conventional polarization beam splitters [15]–[18]. For broadband polarization splitting, multimode interference couplers (MMIs) are particularly promising candidates. PBSs based on conventional MMIs have comparatively large footprints [19], [20], which can be reduced by using quasi-imaging [21], photonic crystals [22], slot waveguides [23], metal-insulator-metal structures [24] and augmented-low-index-guiding waveguides [25]. In particular, the inherent anisotropy of SWG enables MMIs with virtually wavelength independent beat lengths for TE polarization, thereby enabling ultra-broad bandwidths. A more detailed description of this anisotropy phenomenon can be found in [26]. Indeed, this concept can be exploited to develop MMIs that act as broadband polarization splitters [27]. Recently, tilted SWGs were proposed as a means to control the anisotropy of the metamaterial, enabling independent engineering of the propagation constants of TE and TM polarized modes [28].

In this paper, we exploit, for the first time, the properties of tilted SWGs to design a broadband polarization splitter, shown in Fig. 1(a), by independently controlling the self-imaging lengths for TE and TM polarization. By using the tilt angle as an additional degree of freedom, we achieve a bandwidth in excess of 131 nm (calculated at IL < 1 dB and ER > 20 dB). Even in the presence of fabrication errors this performance is maintained over the complete C and L bands.

## 2. Principle of Operation and Design

The operation of an MMI acting as a PBS is illustrated in Fig. 1(b). For each polarization, the fundamental mode of the input waveguide (P1) is launched into the wider central region, exciting higher order modes that mutually interfere as they propagate in the multimode waveguide, forming a self-image of the input field at distances  $m(3L_\pi)$ , where  $L_\pi$  is the beat length of the two lowest order modes and  $m$  is an integer. The beat length is defined as  $L_\pi = \pi/(\beta_1 - \beta_2)$  [29], where  $\beta_1$  and  $\beta_2$  are the Bloch-Floquet propagation constants of the fundamental and first order modes, respectively, defined as  $n_{\text{eff},1}2\pi/\lambda$  and  $n_{\text{eff},2}2\pi/\lambda$ .

Images are formed at the through port (P2) for even values of  $m$  and at the cross port (P3) for odd values of  $m$ . Thus, polarization splitting is achieved if the beat lengths for TE and TM polarization fulfill the condition  $(2m^{TM} - 1)L_\pi^{TM} = 2m^{TE}L_\pi^{TE}$ . Note that for conventional MMIs (i.e. without SWG structure) the difference between  $L_\pi^{TE}$  and  $L_\pi^{TM}$  is generally small, so that large values of  $m^{TE}$  and  $m^{TM}$ , and hence very long devices, are required [20]. Furthermore,  $L_\pi^{TE}$  and  $L_\pi^{TM}$  are affected by dispersion, limiting device bandwidth.

In our device design [see Fig. 1(a)] we leverage two properties of SWG structures to overcome these limitations. First, SWG structures behave as equivalent uniaxial crystals [14], defined through the diagonal dielectric tensor  $\epsilon = [n_{xx}^2, n_{yy}^2, n_{zz}^2]$ , where  $n_{xx}$ ,  $n_{yy}$  and  $n_{zz}$  are the refractive indexes in the  $x$ ,  $y$  and  $z$  directions, respectively [30], [31]. This results in a large difference between the beat lengths for TE and TM polarization and allows us to use  $m^{TE} = m^{TM} = 1$ , thereby minimizing device length. Second, titling the SWG segments with respect to the transversal direction ( $x$ ) provides direct control over the anisotropy of the equivalent medium. This behavior arises because TE modes are polarized in the  $x$ - $z$  plane and thus they perceive a refractive index change from  $n_{xx}$  to  $n_{zz}$  when the segments rotate from parallel to the  $x$  axis ( $\theta = 0^\circ$ ) to parallel to the  $z$  axis ( $\theta = 90^\circ$ ). In contrast, TM modes are  $y$ -polarized, so they mainly perceive  $n_{yy} = n_{xx}$ , and are unaffected by the rotation. A more detailed explanation of the anisotropic behavior of tilted SWG structures can be found in [28]. The segments' tilt angle ( $\theta$ ) can then be used to fine-tune the beat length for both polarizations, to fulfill the polarization splitting condition  $L_\pi^{TM} = 2L_\pi^{TE}$ . Advantageously, the duty cycle of the SWG structure can be kept constant for given fabrication constraints (minimum feature size), while varying the SWG period to optimize device bandwidth.

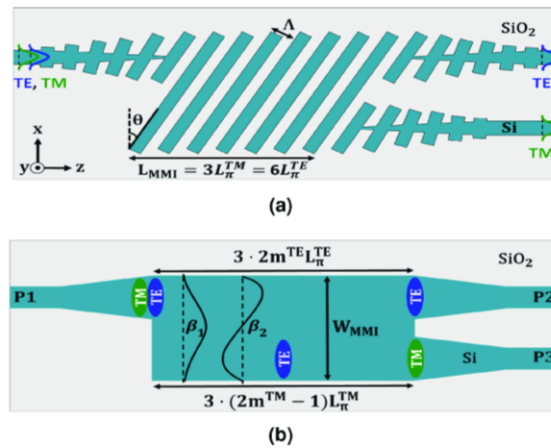


Fig. 1. (a) Polarization beam splitter based on an MMI composed of a tilted subwavelength grating. Metamaterial index engineering by tilting of the SWG segments is used to control the imaging distances for TE and TM polarizations. (b) Schematic principle of operation of an MMI based polarization splitter.

We demonstrate the proposed strategy by designing a high-performance PBS in the silicon-on-insulator platform, for a silicon thickness of 220 nm and single-etch fabrication. The flexibility of our approach in other SOI geometries is illustrated with a further exemplary design for a silicon thickness of 260 nm. We assume thicknesses of the buried oxide (BOX) and upper SiO<sub>2</sub> cladding layers of 3  $\mu\text{m}$  and 2  $\mu\text{m}$ , respectively. However, even for the standard SOI 2  $\mu\text{m}$  BOX and a 1  $\mu\text{m}$  silicon dioxide cladding, leakage losses were found to be lower than 0.1 dB in the entire bandwidth. As shown in Fig. 1(a), SWG segments in the multimode region are tilted by an angle  $\theta$  with respect to the transversal direction ( $x$ ). The width of the multimode region ( $W_{\text{MMI}}$ ) is 4  $\mu\text{m}$  while its length ( $L_{\text{MMI}}$ ) is given by  $N\Lambda / \cos(\theta)$ , where  $N$  is the number of SWG periods and  $\Lambda$  is the structural period measured perpendicular to the segments. The duty cycle was set at 50% to facilitate the manufacturing process, since it results in a maximization of the minimum feature size of the device; as well as to maintain a good confinement of the TM-polarization mode, avoiding leakage losses. The grating period was set at 220 nm in order to maximize the bandwidth for TE polarization [26], while ensuring that the structure operates in the SWG regime with negligible Bragg reflections. These parameters yield a minimum feature size of 110 nm. Tapers are used in the input and output ports of the multimode region to provide an adiabatic transition between the homogenous waveguides and the tilted SWG region. The width of the taper linearly increases from 1  $\mu\text{m}$  (single mode access waveguides) to a final width of 1.5  $\mu\text{m}$  at the input and output ports. Likewise, the tilt angle  $\theta$  of the taper SWG segments is gradually varied from 0° to the maximum value in the multimode region. We found that for the designs presented here tapers with 50 periods exhibit negligible losses.

### 3. Simulation Results

In Fig. 2 we show the MMI lengths at which the TE polarized input mode is imaged to the through port ( $6L_{\pi}^{\text{TE}}$ ), and the TM input is imaged to the cross port ( $3L_{\pi}^{\text{TM}}$ ), for different tilt angles, as a function of the wavelength. In order to obtain accurate results, the beat lengths are calculated from the effective indices of the Bloch modes of the segmented structure, which are obtained using the procedure described in [32]. The circled intersections indicate the points for which the device acts as a polarization splitter. Note that the central wavelength of the device can be tuned by selecting the tilt angle  $\theta$ , with shorter wavelengths requiring a larger tilt angle. Furthermore, it is observed that the optimum device length for TE polarization is virtually wavelength independent in the 1.45  $\mu\text{m}$  to



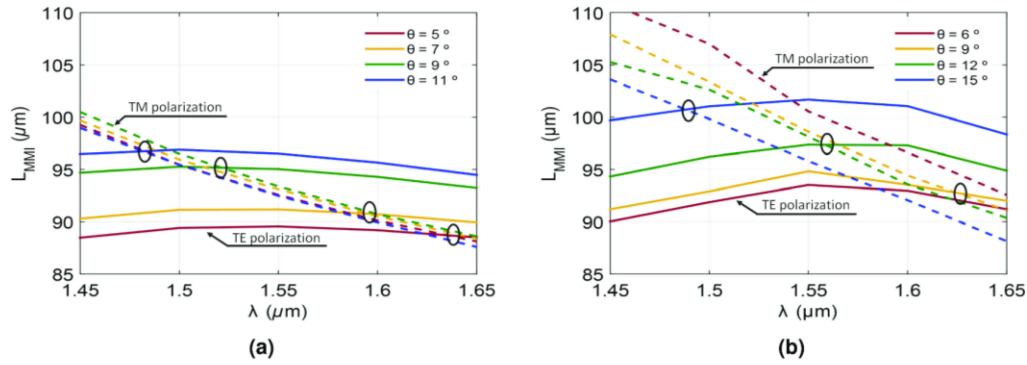


Fig. 2. MMI length as a function of wavelength for TE and TM polarizations and different tilt angles of the SWG segments, for silicon thicknesses of (a) 220 nm and (b) 260 nm. The circled intersections correspond to MMIs operating as a polarization splitter.

1.65  $\mu\text{m}$  band, for all angles and for both 220 nm and 260 nm silicon thicknesses, enabling a broader bandwidth for this polarization. In contrast, the optimum device length for TM modes decreases with wavelength, ultimately limiting the bandwidth of the device. Near the telecom wavelength of 1.55  $\mu\text{m}$ , the condition for polarization splitting is obtained for a tilt angle between 7° and 9° for a silicon thickness of 220 nm and between 12° and 15° for 260 nm.

For the PBS on 220-nm-thick silicon both the tilt angle and the number of periods were further optimized through iterative 3D - FDTD simulations. The final design has a tilt angle of 7° and a length of 92.4  $\mu\text{m}$ , comprising 417 periods with a pitch of 220 nm. The simulations were carried out without any approximations (using the full tilted SWG structure) in a 3D Finite Difference Time Domain (FDTD) simulator [33]. The simulation window was 5.6  $\mu\text{m}$  wide in  $x$  direction and 2.8  $\mu\text{m}$  high in  $y$  direction, with a grid of 90 nm, 17 nm and 11 nm, in the  $x$ ,  $y$ , and  $z$  directions, respectively. We checked that since the device is relatively wide, a relaxed grid can be used in the  $x$ -direction, as long as the grid in the  $y$  and  $z$  directions is sufficiently small to properly sample the tilted segments. The calculated electric field distributions in the MMI polarization beam splitter are shown in Fig. 3. In the upper middle panel, the fundamental TE mode excites the input port (P1) and forms a direct image at a distance  $6L_{\pi}^{\text{TE}}$ , where the through-port (P2) is located. In the lower middle panel, the fundamental TM mode launched at the input port forms an inverted image at a distance  $3L_{\pi}^{\text{TM}}$ , where the cross-port (P3) is positioned. The field distributions at the input and output ports, are shown in the left and right panels of the Fig. 3, respectively. The overlap of the electric field at each output with the fundamental TE/TM waveguide mode yields  $P_{P2}^{\text{TE}} = 0.94$  and  $P_{P3}^{\text{TM}} = 0.9$ . The polarization purity  $(P_{P2}^{\text{TE}} - P_{P2}^{\text{TE} \rightarrow \text{TM}})/P_{P2}^{\text{TE}}$  and  $(P_{P3}^{\text{TM}} - P_{P3}^{\text{TM} \rightarrow \text{TE}})/P_{P3}^{\text{TM}}$  is virtually 100% for both polarizations, i.e. the device introduces negligible polarization rotation.

The calculated IL and ER for TE and TM polarizations are shown in Fig. 4. The IL are calculated as  $10 \log(P_{\text{in}}^{\text{TE}}/P_{P2}^{\text{TE}})$  and  $10 \log(P_{\text{in}}^{\text{TM}}/P_{P3}^{\text{TM}})$ , while the ER is  $10 \log(P_{P2}^{\text{TE}}/P_{P3}^{\text{TE}})$  and  $10 \log(P_{P3}^{\text{TM}}/P_{P2}^{\text{TM}})$ , for TE and TM polarizations respectively. The power in the different ports is obtained by overlapping the total electric field with the profile of the fundamental waveguide mode. The results, shown in Fig. 4(a) and Fig. 4(b), demonstrate the broadband performance of the PBS: the response of the device is approximately centered at 1.55  $\mu\text{m}$ , IL are below 1 dB and ER is better than 20 dB for both polarizations in a 131-nm-wide bandwidth (between 1.504  $\mu\text{m}$  and 1.635  $\mu\text{m}$ ). At the central wavelength of 1.55  $\mu\text{m}$ , the IL and ER are 0.32 dB and 36.4 dB for TE and 0.51 dB and 35.2 dB for TM polarization. The device bandwidth is limited by the TM response, which is expected given the flatter response of the beat length for TE polarization, as shown in Fig. 2(a). The performance of the optimized device (220-nm-thick SOI) presented in this work is compared to the simulated performance of state-of-the-art PBS in Table 1.



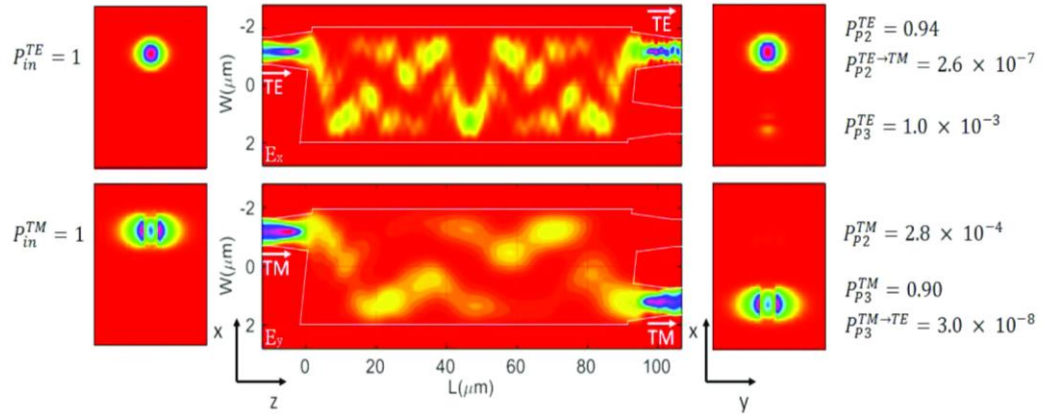


Fig. 3.  $E_x$  and  $E_y$  components of the electric field, as obtained with 3D FDTD simulations of the full subwavelength structured device. TE propagating along the MMI polarization splitter is shown in the upper middle panel, and the TM propagation in the lower middle panel, both at a wavelength of  $1.55 \mu\text{m}$  and for a silicon thickness of  $220 \text{ nm}$ . The outline of the device is shown in white contour; for clarity the individual subwavelength periods are not shown. The panels on the left and the right show the electric field distributions at the input and output ports respectively. The overlap of the electric field at the output ports with the fundamental TE/TM waveguide modes is given by  $P_{P_i}^{TE/TM}$ .

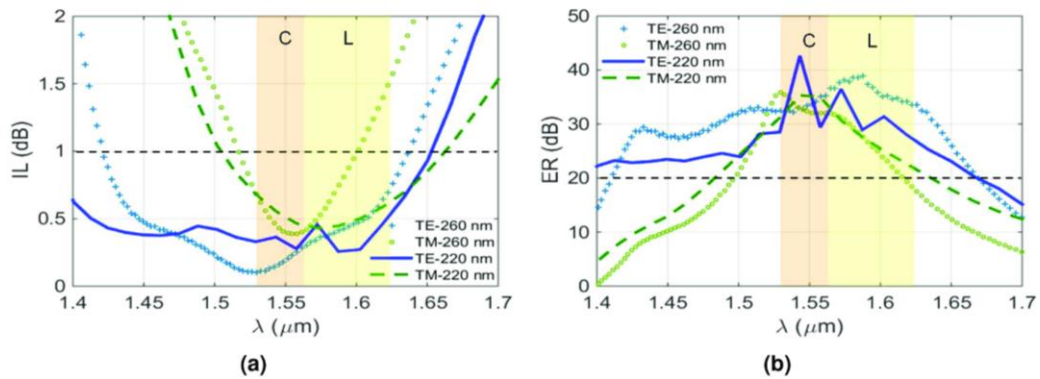


Fig. 4. IL (a) and ER (b) for TE and TM polarizations as a function of the wavelength, for both a silicon waveguide thickness of  $220 \text{ nm}$  and  $260 \text{ nm}$ . C and L are the communication bands with a wavelength range of  $1.530\text{--}1.565 \mu\text{m}$  and  $1.565\text{--}1.625 \mu\text{m}$  respectively.

In order to investigate the versatility of our design strategy, the design procedure described above was carried out also for a  $260\text{-nm}$ -thick silicon layer, using a calculated tilt angle of  $12^\circ$ . For this case, the optimized device length for the same central wavelength is  $95.1 \mu\text{m}$ , that is 423 periods with a pitch of  $220 \text{ nm}$ . The IL remain below  $0.6 \text{ dB}$  for TE and  $1.5 \text{ dB}$  for TM within a  $116 \text{ nm}$ -bandwidth, while the ER exceeds  $30 \text{ dB}$  and  $20 \text{ dB}$  for TE and TM polarizations, respectively, demonstrating that our strategy can be applied to different silicon platforms.

Finally, we analyzed the robustness to fabrication errors of our optimized PBS device, for a silicon thickness of  $220 \text{ nm}$ , by using 3D FDTD simulations (see Fig. 5). Since the duty cycle is expected to be the most critical parameter [26], it was varied between  $40\%$  and  $60\%$ , resulting in a  $\pm 22 \text{ nm}$  variation in the length of the SWG segments. As expected, for the above definition of device bandwidth ( $\text{ER} > 20 \text{ dB}$  and  $\text{IL} < 1 \text{ dB}$ ), the response of the device becomes significantly worse for duty cycles of  $40\%$  and  $60\%$ , with a reduction of bandwidth of more than  $60\%$ . Fig. 5 presents

TABLE 1

Simulated Performance of State-of-the-Art Polarization Splitters and Comparison With the Optimized Device Presented in this Work (Silicon Layer of 220 nm Height, Pitch of 220 nm Wide, Duty Cycle of 50%, Tilt Angle of  $7^\circ$  and 417 Periods). (\*Data Estimated From Figures)

Structure	ER (dB)	IL (dB)	BW (nm)	L ( $\mu\text{m}$ )	Ref.
Bent DC	>20	<1	135	20	[1]
Plasm. Wg	<19	<1	400	0.9	[2]
2D GC	>22	<3	70	10	[4]
Asymm. DC	>10	<0.6	100	6.5	[6]
Slotted Wg	<21.8	<1	100	33	[9]
SWG DC	>10	<1	115	21	[15]
SWG DC	>18	<0.7	81	6.8	[17]
Inv. design	<13*	<1	83	2.4	[18]
Conv. MMI	<20	<1	35	1085	[19]
Conv. MMI	>15	N/A	35	1034	[20]
Conv. MMI	>15	<2.2*	41	132.6	[21]
PC MMI	<20	<2	100	50	[22]
Slotted MMI	13	0.3	N/A	48.3	[23]
MIM MMI	12.6	<1.1	N/A	44	[24]
Asym. MMI	>18	<0.4	35	4.8	[25]
SWG MMI	>20	<1.2	95	92.7	[27]
This work	>20	<1	131	92.4	-

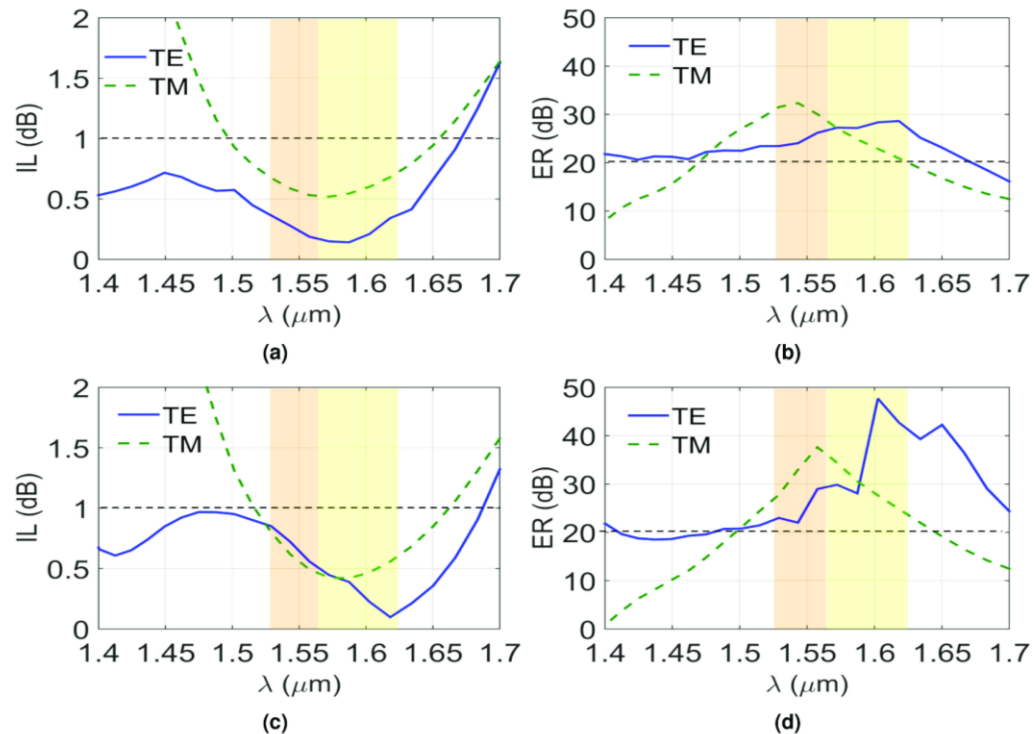


Fig. 5. IL and ER of the 220 nm Si thick PBS for a duty cycle of (a, b) 0.45 and (c, d) 0.55 for TE and TM polarizations. Bandwidth is defined at ER better than 20 dB and IL better than 1 dB.

a detailed IL and ER response to duty cycles of 45% (a and b panels) and 55% (c and d panels), which corresponds to a fabrication error of  $\pm 11$  nm in the length of the segments. For a duty cycle of 45%, the device still presents a large bandwidth of 128 nm (between  $1.497 \mu\text{m}$  and  $1.625 \mu\text{m}$ ) with a displacement of the central wavelength of less than 10 nm with respect to the nominal design (131 nm-wide bandwidth between  $1.504 \mu\text{m}$  and  $1.635 \mu\text{m}$ ). For the 55% duty cycle, the resulting bandwidth remains close to its nominal value, covering 130 nm (between  $1.516 \mu\text{m}$  and  $1.646 \mu\text{m}$ ) with a central wavelength offset of 12 nm. Therefore, even in the presence of fabrication errors in the duty cycle of the order of  $\pm 5\%$ , the bandwidth is remarkably constant and larger than 128 nm, resulting in full coverage of the C + L communication bands. The tolerance of the device to errors in the width of the MMI has also been studied, demonstrating that the bandwidth remains over 120 nm even in the presence of MMI width variations of  $\pm 20$  nm.

#### 4. Conclusion

In conclusion, we have proposed a new type of integrated polarization splitter based on waveguide anisotropy, engineering through tilted subwavelength gratings. This new strategy of birefringence control in planar waveguides was applied to a design of a multimode interference coupler with a tilted subwavelength grating, achieving an extinction ratio over 20 dB and insertion losses below 1 dB in a 131-nm-wide bandwidth. Tilting the subwavelength grating allows us to adjust the beat length of both polarizations, minimizing the length of the multimode region, while providing broadband operation. Furthermore, the additional degree of design freedom provided by the grating tilt allows to increase the minimum feature size to 110 nm, compatible with wafer-scale deep-UV lithography. This outstanding design performance, along with the ease of implementation, one-step fabrication and resilience to fabrication errors, make our device a competitive alternative to state-of-the-art nanophotonic polarization beam splitter devices.

#### Acknowledgment

A. Herrero-Bermello acknowledges the Ph.D. program of Universidad Complutense of Madrid.

#### References

- [1] H. Wu, Y. Tan, and D. Dai, "Ultra-broadband high-performance polarizing beam splitter on silicon," *Opt. Exp.*, vol. 25, no. 6, pp. 6069–6075, Mar. 2017.
- [2] K.-W. Chang and C.-C. Huang, "Ultrashort broadband polarization beam splitter based on a combined hybrid plasmonic waveguide," *Sci. Rep.*, vol. 6, Jan. 2016, Art. no. 19609.
- [3] T. K. Liang and H. K. Tsang, "Integrated polarization beamsplitter in high index contrast SOI waveguide," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 2, pp. 393–395, Feb. 2005.
- [4] Y. Tang, D. Dai, and S. He, "Proposal for a grating waveguide serving as both a polarization splitter and an efficient coupler for silicon-on-insulator nanophotonic circuits," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 21, no. 4, pp. 242–244, Feb. 2009.
- [5] D. Taillaert, H. Chong, P. Borel, L. Frandsen, R. M. De La Rue, and R. Baets, "A compact two-dimensional grating coupler used as a polarization splitter," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 9, pp. 1249–1251, Aug. 2003.
- [6] C.-W. Hsu, T.-K. Chang, J.-Y. Chen, and Y.-C. Cheng, "8.13  $\mu\text{m}$  in length and CMOS compatible polarization beam splitter based on an asymmetrical directional coupler," *Appl. Opt.*, vol. 55, no. 12, pp. 3313–3318, Apr. 2016.
- [7] E. Schonbrum, Q. Wu, and W. Park, "Polarization beamsplitter based on a photonic crystal heterostructure," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 21, pp. 3104–3106, Nov. 2006.
- [8] X. Ao, L. Liu, L. Wosinski, and S. He, "Polarization beam splitter based on a two-dimensional photonic crystal of pillar type," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, Oct. 2006, Art. no. 171115.
- [9] W. Jiang, X. Sun, and B. A. Rahman, "Compact and fabrication-tolerant polarization splitter based on horizontal triple-slot waveguide," *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 8, pp. 2119–2126, Mar. 2017.
- [10] R. Halir *et al.*, "Waveguide sub-wavelength structures: A review of principles and applications," *Laser Photon. Rev.*, vol. 9, no. 1, pp. 25–49, Jan. 2015.
- [11] P. Cheben *et al.*, "Refractive index engineering with subwavelength gratings for efficient microphotonic couplers and planar waveguide multiplexers," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 15, pp. 2526–2528, Aug. 2010.
- [12] P. Cheben, D.-X. Xu, S. Janz, and A. Densmore, "Subwavelength waveguide grating for mode conversion and light coupling in integrated optics," *Opt. Exp.*, vol. 14, no. 11, pp. 4695–4702, May 2006.
- [13] P. J. Bock *et al.*, "Subwavelength grating periodic structures in silicon-on-insulator: A new type of microphotonic waveguide," *Opt. Exp.*, vol. 18, no. 19, pp. 20251–20262, Sep. 2010.



- [14] P. Cheben, R. Halir, J. Schmid, H. Atwater, and D. Smith, "Subwavelength integrated photonics," *Nature*, vol. 560, pp. 565–572, Aug. 2018.
- [15] L. Liu, Q. Deng, and Z. Zhou, "Manipulation of beat length and wavelength dependence of a polarization beam splitter using a subwavelength grating," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 21, pp. 5126–5129, Nov. 2016.
- [16] S. Chen, H. Wu, and D. Dai, "High extinction-ratio compact polarization beam splitter on silicon," *Electron. Lett.*, vol. 52, no. 12, pp. 1043–1045, Jun. 2016.
- [17] Y. Xu and J. Xiao, "Compact and high extinction ratio polarization beam splitter using subwavelength grating couplers," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 4, pp. 773–776, Feb. 2016.
- [18] B. Shen, P. Wang, R. Polson, and R. Menon, "An integrated-nanophotonics polarization beamsplitter with  $2.4 \times 2.4 \mu\text{m}^2$  footprint," *Nature Photon.*, vol. 9, no. 6, pp. 378–382, May 2015.
- [19] J. M. Hong *et al.*, "Design and fabrication of a significantly shortened multimode interference coupler for polarization splitter application," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 1, pp. 72–74, Jan. 2003.
- [20] Y. Huang, Z. Tu, H. Yi, Y. Li, X. Wang, and W. Hu, "High extinction ratio polarization beam splitter with multimode interference coupler on SOI," *Opt. Commun.*, vol. 307, pp. 46–49, Oct. 2013.
- [21] M. Yin, W. Yang, Y. Li, X. Wang, and H. Li, "CMOS-compatible and fabrication-tolerant MMI-based polarization beam splitter," *Opt. Commun.*, vol. 335, pp. 48–52, Jan. 2015.
- [22] Y. Shi, D. Dai, and S. He, "Proposal for an ultracompact PBS based on a photonic-crystal-assisted MMI coupler," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, no. 11, pp. 825–827, May 2007.
- [23] A. Katigbak, J. F. Strother, Jr., and J. Lin, "Compact silicon slot waveguide polarization splitter," *Opt. Eng.*, vol. 48, no. 8, Aug. 2009, Art. no. 080503.
- [24] V. Chheang *et al.*, "Compact polarizing beam splitter based on a metal-insulator-metal inserted into multimode interference coupler," *Opt. Exp.*, vol. 21, no. 18, pp. 20880–20887, Sep. 2013.
- [25] X. Sun, J. S. Aitchison, and M. Mojahedi, "Realization of an ultra-compact polarization beam splitter using asymmetric MMI based on silicon nitride/silicon-on-insulator platform," *Opt. Exp.*, vol. 25, no. 7, pp. 8296–8305, Mar. 2017.
- [26] R. Halir *et al.*, "Ultrabroadband nanophotonic beamsplitter using an anisotropic SWG material," *Laser Photon. Rev.*, vol. 10, no. 6, pp. 1039–1046, Nov. 2016.
- [27] L. Xu *et al.*, "Polarization beam splitter based on MMI coupler with SWG Birefringence engineering on SOI," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 30, no. 4, pp. 403–406, Jan. 2018.
- [28] J. M. Luque-González *et al.*, "Tilted subwavelength gratings: Controlling anisotropy in a metamaterial," *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 19, pp. 4691–4694, Sep. 2018.
- [29] L. B. Soldano and E. C. M. Pennings, "Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: Principles and applications," *J. Lightw. Technol.*, vol. 13, no. 4, pp. 615–627, Apr. 1995.
- [30] R. E. Newnham, *Properties of Materials: Anisotropy, Symmetry, Structure*. London, U.K.: Oxford Univ Press, 2005.
- [31] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation*. Hoboken, NJ, USA: Wiley, 1984.
- [32] J. G. Wangüemert-Pérez *et al.*, "Evanescent field waveguide sensing with subwavelength grating structures in silicon-on-insulator," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 15, pp. 4442–4445, Jul. 2014.
- [33] "FullWAVE," RSoft, 2018. [Online]. Available: <http://www.rsoftdesign.com>

### 4.5.3. Propuesta 1b: *Experimental demonstration of metamaterial anisotropy engineering for broadband on-chip polarization beam splitting*



Research Article

Vol. 28, No. 11 / 25 May 2020 / Optics Express 16385

Optics EXPRESS

## Experimental demonstration of metamaterial anisotropy engineering for broadband on-chip polarization beam splitting

ALAINE HERRERO-BERMELLO,<sup>1,5,\*</sup> ANTONIO DIAS-PONTE,<sup>2</sup> JOSÉ MANUEL LUQUE-GONZÁLEZ,<sup>3</sup> ALEJANDRO ORTEGA-MOÑUX,<sup>3</sup> AITOR V. VELASCO,<sup>1</sup> PAVEL CHEBEN,<sup>4</sup> AND ROBERT HALIR<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Instituto de Óptica, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Madrid 28006, Spain

<sup>2</sup>Alcyon Photonics S.L., Madrid 28006, Spain

<sup>3</sup>Universidad de Málaga, Depto. De Ingeniería de Comunicaciones, ETSI de Telecomunicación, Campus de Teatinos s/n, Málaga 29071, Spain

<sup>4</sup>National Research Council of Canada, Ottawa, Ontario K1A 0R6, Canada

<sup>5</sup>Currently with Alcyon Photonics S.L. Madrid, Spain

\*[alaine.herrero@csic.es](mailto:alaine.herrero@csic.es)

**Abstract:** Subwavelength metamaterials exhibit a strong anisotropy that can be leveraged to implement high-performance polarization handling devices in silicon-on-insulator. Whereas these devices benefit from single-etch step fabrication, many of them require small feature sizes or specialized cladding materials. The anisotropic response of subwavelength metamaterials can be further engineered by tilting its constituent elements away from the optical axis, providing an additional degree of freedom in the design. In this work, we demonstrate this feature through the design, fabrication and experimental characterization of a robust multimode interference polarization beam splitter based on tilted subwavelength gratings. A 110-nm minimum feature size and a standard silicon dioxide cladding are maintained. The resulting device exhibits insertion loss as low as 1 dB, an extinction ratio better than 13 dB in a 120-nm bandwidth, and robust tolerances to fabrication deviations.

© 2020 Optical Society of America under the terms of the [OSA Open Access Publishing Agreement](#)

### 1. Introduction

Subwavelength gratings (SWGs) are periodic arrangements of alternating materials with a pitch smaller than the wavelength of light propagating through them [1]. Since diffraction is frustrated under these conditions, a SWG behaves as a metamaterial with a refractive index and dispersive properties that can be lithographically engineered [2]. In silicon photonics, the availability of high-resolution lithography techniques has enabled the use of SWGs in a wide array of applications, ranging from high-performance fiber-to-chip couplers [3,4], to enhanced photonic biosensors [5–7], advanced filters [8,9] and mid-infrared waveguide platforms [10]. The metamaterial synthesized by a SWG is strongly anisotropic, because the electric field experiences different boundary condition depending on whether the subwavelength segments are oriented parallel or perpendicular to the direction of propagation [2]. This property has been exploited to demonstrate broadband beam-splitters [11] and to minimize coupling between adjacent waveguides [12], but also finds direct application in on-chip polarization handling.

Polarization beam splitters and polarization rotators are key components for silicon photonics chips, as they enable polarization diversity circuits that address the strong polarization dependence of silicon waveguides [13]. High-performance polarization beam splitters can be implemented using a variety of approaches including directional couplers [14,15], bi-level tapered waveguides [16,17], and partially etched multimode interference couplers (MMIs) [18]. These complex fabrication requirements can be circumvented by exploiting the anisotropic properties of SWGs,

#389070

Journal © 2020

Received 27 Jan 2020; revised 15 Mar 2020; accepted 16 Mar 2020; published 15 May 2020

<https://doi.org/10.1364/OE.389070>



hence enabling the design of single etch polarization beam splitters for a variety of silicon thicknesses with remarkable performance [19–21]. While SWG-based splitters with extinction ratios (ER) in excess of 20 dBs, insertion losses (IL) well below 1 dB and bandwidths in excess of 150 nm have been reported, they often exhibit sub-100-nm minimum feature sizes (MFS) and use specialized cladding materials, such as SU-8, to achieve a good filling of the small gaps between the subwavelength elements [21]. However, for many silicon opto-electronics platforms, feature sizes of at least 100 nm are required and silicon dioxide is preferred as a cladding material [22–24].

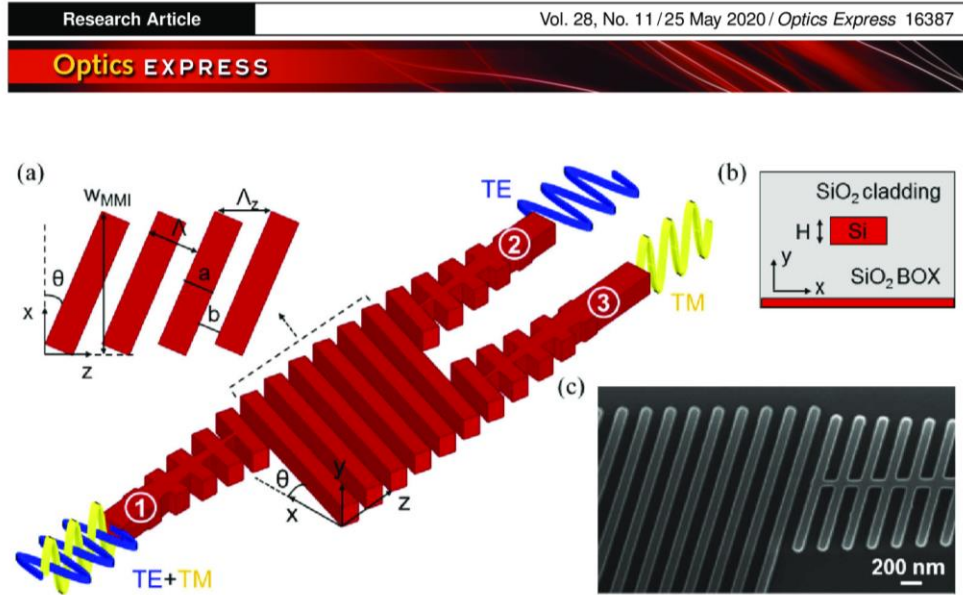
Recently, we proposed tilted gratings as a novel approach for engineering the anisotropic properties of SWG metamaterials [25]. Tilting each individual segment of a SWG waveguide away from the transverse direction significantly modifies TE effective refractive index, whereas TM mode remains almost unaffected. This principle was leveraged in the theoretical design of an MMI polarization beam splitter [26], resulting in a compact device under 100  $\mu\text{m}$  long. Tilted SWGs were also applied to a polarization-independent monomode waveguide [27], achieving a birefringence under  $6 \cdot 10^{-3}$  in a 100-nm bandwidth around a central wavelength of 1550 nm. However, both devices had, so far, only been proposed theoretically.

Building on our theoretical work in [26], here we experimentally demonstrate, for the first time, material anisotropy engineering with tilted subwavelength segments in a polarization beam splitter. We furthermore show that the additional degree of freedom gained from tilting the elements enables feature sizes larger than 100 nm and can compensate incomplete filling of the subwavelength gaps with the silicon dioxide cladding. Our device exhibits IL below 1 dB and an ER better than 13 dB in a 120-nm bandwidth, thus exceeding the requirements for optical communications in the full C and L bands [28].

## 2. Design

Our device, illustrated in Fig. 1, is based on an MMI composed of tilted subwavelength segments. When the fundamental modes with TE (horizontal) and TM (vertical) polarization are launched into input 1, the self-image of the TE polarized mode is formed at output 2, while the TM polarized mode is imaged at output 3. This requires a specific relation between the beat lengths of both polarizations,  $L_{\pi}^{TM}$  and  $L_{\pi}^{TE}$ :  $(2m - 1)L_{\pi}^{TM} = 2nL_{\pi}^{TE}$ , where  $m$  and  $n$  are integers [29]. Tilting the SWG segments an angle  $\theta$  with respect to the transversal direction ( $x$ ) enables us to modify the anisotropy of the resulting equivalent medium [25], thereby achieving the required relation between  $L_{\pi}^{TM}$  and  $L_{\pi}^{TE}$  even with  $m = n = 1$  (that is,  $L_{\pi}^{TM} = 2L_{\pi}^{TE}$ ), which is the shortest possible configuration. To ensure a smooth transition between the interconnecting waveguides and the tilted SWG region, and hence minimize back reflection (BR), the SWG segments of the input and output tapers are rotated progressively as illustrated in Fig. 1(a). Additionally, these tapers also widen the input waveguides to control the number of modes that are excited in the multimode region. By means of 3D-FDTD simulations in a back to back configuration, we estimate a transition taper length of  $L_t = 13 \mu\text{m}$  (50 periods) for a transition with negligible loss and back reflections between the homogeneous and periodic structures. Then, the taper final width ( $W_t$ ) is tuned to optimize MMI mode excitation, hence minimizing IL and BR of the full device. An optimum value of  $W_t = 1.5 \mu\text{m}$  is obtained.

The duty-cycle of the SWG structure is kept constant along the whole device, with a value of 50% to maximize MFS and facilitate fabrication. The SWG period is optimized to  $\Lambda = 220$  nm to maximize the bandwidth of the device, resulting in an MFS of  $a = b = 110$  nm for both the silicon segments and the gaps [see Fig. 1(a)]. In our previous work in [26], we assumed a complete filling of the gaps with the silicon dioxide cladding. The beat lengths for both polarizations were calculated from the effective indices of the Bloch modes of the segmented structure for different tilt angles. Bloch modes were calculated using the procedure described in [30]. The results showed that the tilt angle that yields the desired relation between  $L_{\pi}^{TM}$  and



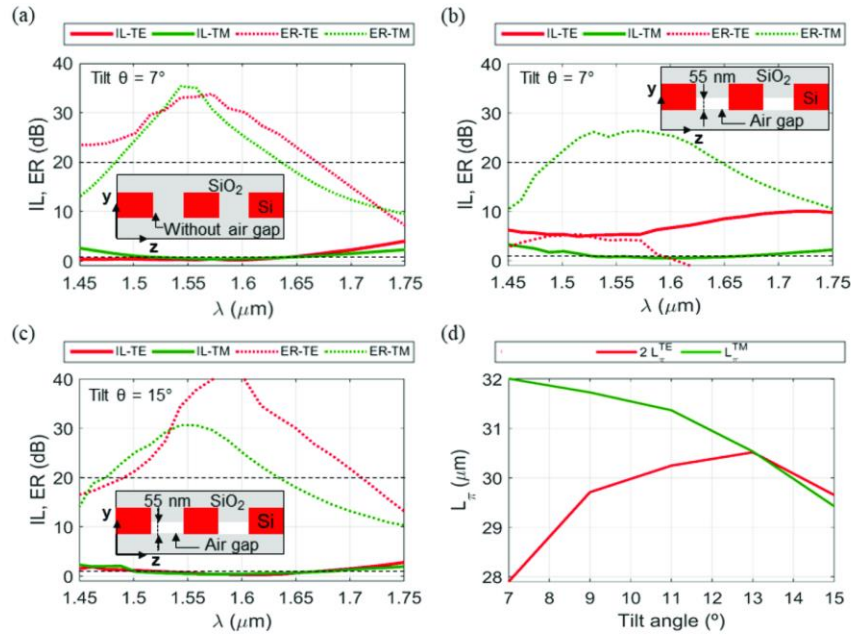
**Fig. 1.** (a) Schematic of the multimode interference coupler-based polarization beam splitter and a top view of the multimode region (inset); (b) layer structure of the device; and (c) scanning electron microscope image of output port 2 of the polarization beam splitter for a tilt angle of 15°. The image was taken prior to the deposition of the  $SiO_2$  cladding.

$L_{\pi}^{TE}$  was between 7° and 9° for a wavelength of 1.55  $\mu m$  and a 220-nm-thick silicon layer ( $H$ ). Further optimizations through iterative 3D-FDTD simulations resulted in an optimized design with a tilt angle of 7° and a length of 92.4  $\mu m$  comprising 417 periods [26]. The remaining dimensions of the device are summarized in Table 1. As illustrated in Fig. 2(a) the device achieves a simulated bandwidth of 130 nm for IL below 1 dB and ER better than 20 dB. Here, IL and ER are defined as  $IL^{TE} = 10 \log(P_1^{TE}/P_2^{TE})$ ,  $IL^{TM} = 10 \log(P_1^{TM}/P_3^{TM})$ ,  $ER^{TE} = 10 \log(P_2^{TE}/P_3^{TE})$ ,  $ER^{TM} = 10 \log(P_3^{TM}/P_2^{TM})$ , where  $P_i^{TE}$  and  $P_i^{TM}$  are the power in the fundamental TE and TM polarized modes in waveguide  $i$  [see Fig. 1(a)]. The simulations are carried out with a commercial 3D-FDTD software [31], using a carefully optimized grid of 17 nm and 11 nm in the  $y$  and  $z$  directions, respectively, to ensure that the tilted segments are properly sampled. Owing to the relatively large width of the device, a more relaxed and angle dependent grid equal to  $grid_z/\tan(\theta)$  can be used in the  $x$  direction. The simulation window is 5.6  $\mu m$  wide in the  $x$  direction and 2.8  $\mu m$  high in the  $y$  direction.

**Table 1. Optimized parameters of the MMI-based PBS when the cladding fully penetrates the gaps between the silicon segments and when a thin air layer is present.**

Parameter	Gaps fully-filled with $SiO_2$	Gaps with $SiO_2$ and a 55-nm air layer
Silicon thickness ( $H$ )	220 nm	
Tilt angle ( $\theta$ )	7 °	15 °
MMI length ( $L_{MMI}$ )	92.4 $\mu m$	91.1 $\mu m$
Number of periods ( $N$ )	417	400
Period ( $\Lambda$ )	220 nm	
Duty cycle ( $DC$ )	50%	
MMI width ( $w_{MMI}$ )	4 $\mu m$	
Transition taper final width ( $w_t$ )	1.5 $\mu m$	
Transition taper length ( $L_t$ )	13 $\mu m$	
Transition taper number of periods ( $N_t$ )	50	





**Fig. 2.** (a) Simulated insertion losses (IL) and extinction ratio (ER) of the polarization beam splitter with a 7° tilt and without considering any air gap between the silicon segments. (b) The inclusion of small air gaps results in a significant detuning of the device. (c) Device performance can be restored by increasing the tilt angle to 15° tilt PBS. Dashed black lines mark ER greater than 20 dB and IL below 1 dB. (d) Simulated beat lengths of TE and TM modes for different tilt angles for an air gap depth of 55 nm.

However, this initial nominal design does not take into account incomplete filling of the gaps with the silicon dioxide cladding, often observed in SWG structures [11]. This phenomenon results in small air holes under the cladding sections, as illustrated in the inset of Fig. 2(b). These holes will affect the TE and TM polarizations differently, breaking the desired relation between the beat lengths (i.e.  $L_{\pi}^{\text{TM}} \neq 2L_{\pi}^{\text{TE}}$ ) and thus degrading device performance. In order to determine the specific air gap depth present in our device, we considered an initial estimation of 60 nm based on the findings of [11]. This parameter was incorporated into our FDTD simulation and further refined by comparing simulation results with the experimental characterization of the MMI nominal design (i.e.  $\theta = 7^\circ$ ) while slightly varying said initial estimation, achieving the best fit for a 55-nm air gap. Note that the effect of these air gaps depends mainly on the area of their cross section and not on their specific shape [11], so rectangular holes were considered during the simulation process. The situation is analyzed in Fig. 2(b), where a 55-nm air gap has been included in the simulations, leaving all other device parameters unchanged. We observe that the beat length for TM polarization is not strongly affected: the device maintains an ER above 20 dB in the full 130-nm bandwidth, while IL are kept below 1.6 dB. This is expected since the TM modes are only weakly confined in the vertical direction and thus are not strongly affected by the air gap. Conversely, this perturbation has a stronger effect for TE polarization, resulting in a significant reduction of the beat length and detuning the device. Since for TE polarization SWG-based MMIs are furthermore almost wavelength independent [11], the device remains detuned in the full 130-nm wavelength range, as shown in Fig. 2(b). Note that while the device could be retuned for TE polarization by shortening its length, this would result in a detuning for



TM polarization. Other approach to mitigate the oxide filling problem would be to increase the period of the SWG structure, although this would entail reducing device bandwidth as the SWG metamaterial gets closer to the Bragg regime.

In this work, we propose to solve this problem of incomplete cladding filling by adjusting the tilt angle of the SWG segments, readily compensating the effect of the air holes. Indeed, while the air gaps result in a reduction of beat length for TE polarization, increasing the tilt angle reverses this effect. Critically, it does so while maintaining the 50% duty-cycle and the large MFS of 110 nm. In order to determine the updated value of the tilt angle, the 55-nm air holes were incorporated to the theoretical model, and the device was reoptimized following the process disclosed in [26]. That is, beat lengths for both polarizations were calculated from the effective indices of the Bloch modes of the segmented structure for different tilt angles. As show in Fig. 2(d), the device can be re-tuned for an approximate tilt angle of  $13^\circ$ . Further optimization through 3D – FDTD simulations leads to an optimum tilt angle of  $\theta = 15^\circ$  for verifying the necessary relation between the beat lengths of both polarizations ( $L_\pi^{TM} = 2L_\pi^{TE}$ ). The optimum number of periods changes slightly to 400, but all other geometrical parameters remain unchanged, as shown in Table 1. The simulated performance of the device with a  $\theta = 15^\circ$  tilt angle and 55-nm air holes is depicted in Fig. 2(c), showing an ER in excess of 20 dB and IL below 1 dB in the full 130-nm bandwidth. Negligible BR under -53 dB is also achieved within the whole bandwidth.

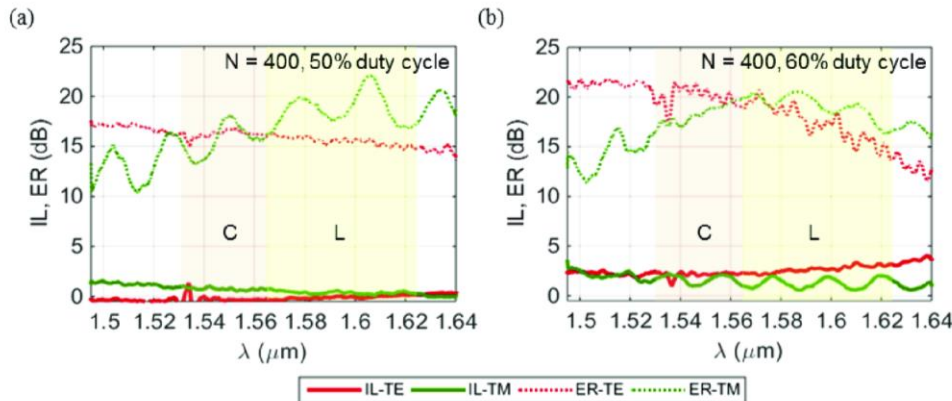
### 3. Fabrication and experimental results

To experimentally evaluate the performance of the polarization splitter and the anisotropy engineering properties of tilted SWG waveguides, a series of devices with different tilt angles were fabricated. Silicon-on-insulator (SOI) wafers with standard 220-nm-thick silicon on top of a 2- $\mu\text{m}$  buried oxide (BOX) were used [see Fig. 1(b)]. Waveguides were defined in a single patterning step by electron beam lithography, and inductively coupled plasma reactive ion etching was used to transfer the resist pattern into the silicon layer. A 3- $\mu\text{m}$  silicon dioxide upper cladding was deposited using a chemical vapor deposition (CVD) process. Note that even with a 1- $\mu\text{m}$ -thick cladding layer, the leakage losses of the weakly confined TM polarization are below 0.1 dB [26]. Figure 1(c) shows a scanning electron micrograph of the fabricated structure prior to the deposition of the  $\text{SiO}_2$  cladding.

For experimental characterization, a tunable laser operating in the wavelength range from 1.495  $\mu\text{m}$  to 1.64  $\mu\text{m}$  was used. The laser was connected to an in-line polarizer (to increase the polarization extinction ratio), a polarization controller and a lensed fiber. Efficient sub-wavelength grating edge couplers were used for fiber-to-chip coupling [4], which at the same time reduces back-reflections thereby minimizing Fabry-Perot cavity effects. Output light was collected and collimated with a  $\times 40$  microscope objective and directed through a Glan-Thomson polarizer to obtain a single polarization state before detecting the optical power with a photodiode. Measurements were performed as follows: first, light was collected directly from the fiber tip, using the input polarization controller and the polarizer at the output to align the polarization to the horizontal or vertical state. In this configuration, we measured an ER between the horizontal and vertical states in excess of 20 dB in the full bandwidth of the laser. The devices were then measured for horizontal and vertical polarization. The ER was computed directly from the measurements of each device, while the IL were obtained by normalizing to the transmission of a reference waveguide for TE and TM polarization.

Our measurements confirm the presence of air holes in the cladding because, as predicted in our simulation, the device with a  $7^\circ$  tilt angle exhibits a poor performance for TE polarization, while an ER in excess of 20 dB is obtained for TM polarization. However, in accordance with our simulations, increasing the tilt angle of the subwavelength segments compensates the effect of the air holes, retuning the device. As shown in Fig. 3(a), the device exhibits IL below 1 dB for

both polarizations in the 1520 nm to 1640 nm band, hence exceeding the C and L bands. An ER well above 13 dB is obtained in this wavelength range. Both conditions are expected to continue above 1640 nm, but our experimental setup was limited by the laser source tuneability range. It should be noted that for applications in optical communications, an ER of this order entails only minimal penalties, because they are readily compensated in digital signal processing [28]. In this sense, IL are more critical, because they irretrievably deteriorate the signal to noise ratio. Finally, by further incorporating a circulator in the experimental setup, experimental BR were determined to be under -30 dB, being this value limited by our measurement setup. Considering our setup limitation, as well as an expected slight ER degradation between simulation and experimental characterization, these results are in good agreement with the theoretical performance previously reported in [26], which presented a bandwidth of 128 nm (IL < 1dB, ER > 20dB).



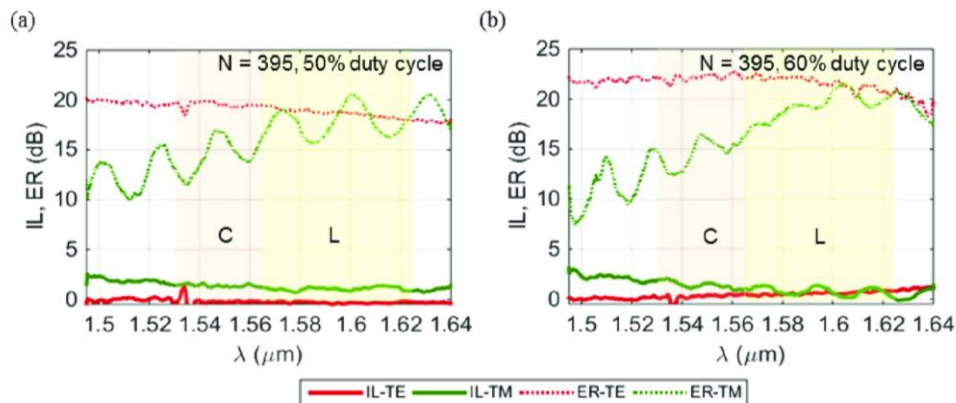
**Fig. 3.** Measured insertion loss (IL) and polarization extinction ratio (ER) for a device with a  $15^\circ$  tilt angle, 400 periods and a duty cycle of (a) 50% and (b) 60%. The geometrical parameters are summarized

Previous theoretical analysis showed a good resilience of the device to fabrication deviations [26], with a variation of  $\pm 5\%$  in the duty cycle (i.e.  $\pm 11$  nm deviation in the length of the segments), leading to a just 1.5% reduction in the bandwidth of the device, maintaining ER > 20 dB and IL < 1 dB. In order to experimentally validate this behavior, we fabricated and characterized a design with a duty-cycle increase of 10% (i.e. silicon segments of 132 nm instead of 110 nm). Although this change has virtually no impact on the ER, it does increase IL to about 2 dB for TM polarization and 2.5 dB for TE polarization [Fig. 3(b)]. Moreover, in order to study tolerances against silicon layer thickness variations, 3D-FDTD simulations of the entire device are performed, for which the grid is reduced to 10 nm in y direction. Even for thickness variations of  $\pm 10$  nm, well over current tolerances of photonic manufacturing processes, the device preserves a good performance, with ER greater than 20 dB and IL better than 1 dB in a bandwidth of 129 nm for TE polarization and 118 nm for the TM polarization.

In cases where a greater fabrication robustness is required, this problem can be solved by modifying the number of periods of the MMI. We experimentally analyzed the robustness against the aforementioned DC variation of different versions of the MMI with a modified number of periods ranging from 380 to 430. Among these devices, the best robustness was achieved for 395 periods, as shown in Fig. 4. In Fig. 4(a) we show the experimental performance of a slightly shorter device, with 395 periods instead of the nominal value (400 periods). We observe that for TE polarization, the IL remain negligible, and that the ER increases slightly. The device becomes slightly detuned for TM polarization, however, since it retains ER better than 13 dB and IL increases with marginally higher IL of to 1.5 dB, but in a narrower bandwidth of 100 nm



(Fig. 4(a)). Nevertheless, a greater resilience to DC variations is achieved, with a 22-nm increase in the length of silicon segments having virtually no effect on the IL, and further improving the ER (Fig. 4(b)).



**Fig. 4.** Measured insertion loss (IL) and polarization extinction ratio (ER) for a device with a  $15^\circ$  tilt angle, 395 periods and a duty-cycle of (a) 50% and (b) 60%. The geometrical parameters are summarized in Table 1.

#### 4. Conclusions

In summary, we have experimentally demonstrated the ability to tune material anisotropy through tilted subwavelength gratings in a broadband polarization beam splitter. This results in a device with large minimum feature sizes (110 nm) that can be readily integrated in opto-electronic CMOS platforms. Our device exhibits insertion losses below 1 dB and an extinction ratio better than 13 dB in a 120-nm bandwidth, thus exceeding the requirements for optical communications in the full C and L bands. The tilt angle of the subwavelength grating serves as an additional degree of freedom that can be used to compensate the effect of voids resulting from incomplete cladding filling. At the same time, fine tuning of the device length enables balancing performance and fabrication tolerances. We believe that our approach will pave the way towards broadband polarization splitters in silicon-photonics that can be readily incorporated into commercial opto-electronic platforms.

#### Funding

Junta de Andalucía (UMA18-FEDERJA-219); Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades (FPU16/06762, IJCI-2016-30484, RTI2018-097957-B-C33, TEC2016-80718-R); Comunidad de Madrid (S2018/NMT-4326); Horizon 2020 Framework Programme (Marie Skłodowska-Curie RISE Action 734331); Universidad de Málaga; Alcyon Photonics S.L. (NEOTEC-CDTI-SNEO20181232).

#### Disclosures

AHB: Alcyon Photonics S.L. (F,P), ADP: Alcyon Photonics S.L. (E,I), JMLG: Alcyon Photonics S.L. (F), AOM: Alcyon Photonics S.L. (F,P), AVV: Alcyon Photonics S.L. (F,I,P), RH: Alcyon Photonics S.L. (F,P).

## References

1. R. Halir, A. Ortega-Moñux, D. Benedikovic, G. Z. Mashanovich, J. G. Wangüemert-Pérez, J. H. Schmid, I. Molina-Fernández, and P. Cheben, "Subwavelength-grating metamaterial structures for silicon photonic devices," *Proc. IEEE* **106**(12), 2144–2157 (2018).
2. P. Cheben, R. Halir, J. Schmid, H. Atwater, and D. Smith, "Subwavelength integrated photonics," *Nature* **560**(7720), 565–572 (2018).
3. P. Cheben, D.-X. Xu, S. Janz, and A. Densmore, "Subwavelength waveguide grating for mode conversion and light coupling in integrated optics," *Opt. Express* **14**(11), 4695–4702 (2006).
4. P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang, D.-X. Xu, M. Vachon, S. Janz, J. Lapointe, Y. Painchaud, and M.-J. Picard, "Broadband polarization independent nanophotonic coupler for silicon waveguides with ultra-high efficiency," *Opt. Express* **23**(17), 22553–22563 (2015).
5. J. G. Wangüemert-Pérez, A. Hadij-ElHouati, A. Sánchez-Postigo, J. Leuermann, D.-X. Xu, P. Cheben, A. Ortega-Moñux, R. Halir, and I. Molina-Fernández, "Subwavelength structures for silicon photonics biosensing," *Opt. Laser Technol.* **109**, 437–448 (2019).
6. E. Luan, H. Yun, M. Ma, D. M. Ratner, K. C. Cheung, and L. Chrostowski, "Label-free biosensing with a multi-box sub-wavelength phase-shifted Bragg grating waveguide," *Biomed. Opt. Express* **10**(9), 4825–4838 (2019).
7. L. Torrijos-Morán, A. Griol, and J. García-Rupérez, "Experimental study of subwavelength grating bimodal waveguides as ultrasensitive interferometric sensors," *Opt. Lett.* **44**(19), 4702–4705 (2019).
8. P. Cheben, J. Ctyrký, J. H. Schmid, S. Wang, J. Lapointe, J. G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández, A. Ortega-Moñux, R. Halir, D. Melati, D. Xu, S. Janz, and M. Dado, "Bragg filter bandwidth engineering in subwavelength grating metamaterial waveguides," *Opt. Lett.* **44**(4), 1043–1046 (2019).
9. H. Yun, M. Hammood, S. Lin, L. Chrostowski, and N. A. F. Jaeger, "Broadband flat-top SOI add-drop filters using apodized sub-wavelength grating contradirectional couplers," *Opt. Lett.* **44**(20), 4929–4932 (2019).
10. J. S. Penadés, A. Sánchez-Postigo, M. Nedeljkovic, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, Y. Xu, R. Halir, Z. Qu, A. Z. Khokhar, A. Osman, W. Cao, C. G. Littlejohns, P. Cheben, I. Molina-Fernández, and G. Z. Mashanovich, "Suspended silicon waveguides for long-wave infrared wavelengths," *Opt. Lett.* **43**(4), 795–798 (2018).
11. R. Halir, P. Cheben, J. M. Luque-González, J. D. Sarmiento-Merenguel, J. H. Schmid, G. Wangüemert-Pérez, D. X. Xu, S. Wang, A. Ortega-Moñux, and I. Molina-Fernández, "Ultrabroadband nanophotonic beamsplitter using an anisotropic SWG material," *Laser Photonics Rev.* **10**(6), 1039–1046 (2016).
12. S. Jahani, S. Kim, J. Atkinson, J. C. Wirth, F. Kalhor, A. A. Noman, W. D. Newman, P. Shekhar, K. Han, V. Van, R. G. DeCorby, L. Chrostowski, M. Qi, and Z. Jacob, "Controlling evanescent waves using silicon photonic all-dielectric metamaterials for dense integration," *Nat. Commun.* **9**(1), 1893 (2018).
13. D. Dai, L. Liu, S. Gao, D.-X. Xu, and S. He, "Polarization management for silicon photonic integrated circuits," *Laser Photonics Rev.* **7**(3), 303–328 (2013).
14. H. Wu, Y. Tan, and D. Dai, "Ultra-broadband high-performance polarizing beam splitter on silicon," *Opt. Express* **25**(6), 6069–6075 (2017).
15. C. Li and D. Dai, "Compact polarization beam splitter based on a three-waveguide asymmetric coupler with a 340-nm-thick silicon core layer," *J. Lightwave Technol.* **36**(11), 2129–2134 (2018).
16. Y. Tian, J. Qiu, C. Liu, S. Tian, Z. Huang, and J. Wu, "Compact polarization beam splitter with a high extinction ratio over S + C+L band," *Opt. Express* **27**(2), 999–1009 (2019).
17. T. Barwicz, M. R. Watts, M. A. Popovic, P. T. Rakich, L. Socci, F. X. Kärtner, E. P. Ippen, and H. I. Smith, "Polarization-transparent microphotonic devices in the strong confinement limit," *Nat. Photonics* **1**(1), 57–60 (2007).
18. X. Sun, J. S. Aitchison, and M. Mojahedi, "Realization of an ultra-compact polarization beam splitter using asymmetric MMI based on silicon nitride / silicon-on-insulator platform," *Opt. Express* **25**(7), 8296–8305 (2017).
19. L. Liu, Q. Deng, and Z. Zhou, "Manipulation of the beat length and wavelength dependence of a polarization beam splitter using a subwavelength grating," *Opt. Lett.* **41**(21), 5126–5129 (2016).
20. L. Xu, Y. Wang, A. Kumar, D. Patel, E. El-Fiky, Z. Xing, R. Li, and D. V. Plant, "Polarization beam splitter based on MMI coupler with SWG Birefringence engineering on SOI," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **30**(4), 403–406 (2018).
21. H. Xu, D. Dai, and Y. Shi, "Ultra-broadband and ultra-compact on-chip silicon polarization beam splitter by using hetero-anisotropic metamaterials," *Laser Photonics Rev.* **13**(4), 1800349 (2019).
22. M. Pantouvaki, S. A. Srinivasan, Y. Ban, P. De Heyn, P. Verheyen, G. Lepage, H. Chen, J. De Coster, N. Golshani, S. Balakrishnan, P. Absil, and J. V. Campenhout, "Active components for 50Gb/s NRZ-OOK optical interconnects in a silicon photonics platform," *J. Lightwave Technol.* **35**(4), 631–638 (2017).
23. B. Szegal, K. Hassan, L. Adelmini, E. Ghegin, P. Rodríguez, F. Nemouchi, P. Brianceau, E. Vermande, A. Schembri, D. Carrara, P. Cavalié, F. Ranchin, M.-C. Roure, L. Sánchez, C. Jany, and S. Olivier, "Hybrid III-V/silicon technology for laser integration on a 200-nm fully CMOS-compatible silicon photonics platform," *J. Sel. Top. Quantum Electron.* **25**(5), 1–10 (2019).
24. M. Ma, A. H. K. Park, Y. Wang, H. Shoman, F. Zhang, N. A. F. Jaeger, and L. Chrostowski, "Sub-wavelength grating-assisted polarization splitter-rotators for silicon-on-insulator platforms," *Opt. Express* **27**(13), 17581–17591 (2019).
25. J. M. Luque-González, A. Herrero-Bermello, A. Ortega-Moñux, I. Molina-Fernández, A. V. Velasco, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang, and R. Halir, "Tilted subwavelength gratings: controlling anisotropy in a metamaterial," *Opt. Lett.* **43**(19), 4691–4694 (2018).

26. A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, A. V. Velasco, A. Ortega-Moñux, P. Cheben, and R. Halir, "Design of a broadband polarization splitter based on anisotropy-engineered tilted subwavelength gratings," *IEEE Photonics J.* **11**(3), 1–8 (2019).
27. A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, R. Halir, P. Cheben, A. Ortega-Moñux, I. Molina-Fernández, and A. V. Velasco, "Zero-birefringence silicon waveguides based on tilted subwavelength metamaterials," *IEEE Photonics J.* **11**(5), 1–8 (2019).
28. P. J. Reyes-Iglesias, I. Molina-Fernández, and A. Ortega-Moñux, "Sensitivity penalty induced by non-ideal dual polarization downconverter in digital coherent receivers," *Opt. Express* **23**(10), 12784–12794 (2015).
29. M. Yin, W. Yang, Y. Li, X. Wang, and H. Li, "CMOS-compatible and fabrication-tolerant MMI-based polarization beam splitter," *Opt. Commun.* **335**, 48–52 (2015).
30. J. G. Wangüemert-Pérez, P. Cheben, A. Ortega-Moñux, C. Alonso-Ramos, D. Pérez-Galacho, R. Halir, I. Molina-Fernández, D.-X. Xu, and J. H. Schmid, "Evanescent field waveguide sensing with subwavelength grating structures in silicon-on-insulator," *Opt. Lett.* **39**(15), 4442–4445 (2014).
31. 'FULLWAVE', Rsoft Products, Synopsys, 2019. Available: <https://www.rsoftdesign.com>.



#### 4.5.4. Propuesta 2: Zero-Birefringence Silicon Waveguides Based on Tilted Subwavelength Metamaterials

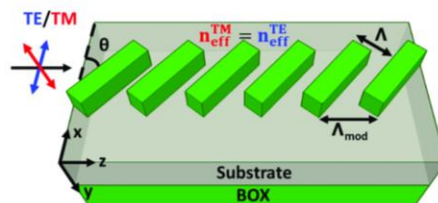


Open Access

## Zero-Birefringence Silicon Waveguides Based on Tilted Subwavelength Metamaterials

Volume 11, Number 5, October 2019

Alaine Herrero-Bermello  
José Manuel Luque-González  
Robert Halir  
Pavel Cheben  
Alejandro Ortega-Moñux  
Iñigo Molina-Fernández  
Aitor V. Velasco



DOI: 10.1109/JPHOT.2019.2942973



# Zero-Birefringence Silicon Waveguides Based on Tilted Subwavelength Metamaterials

Alaine Herrero-Bermello<sup>1</sup>, José Manuel Luque-González<sup>2</sup>,  
Robert Halir<sup>2</sup>, Pavel Cheben<sup>3</sup>, Alejandro Ortega-Moñux<sup>2</sup>,  
Iñigo Molina-Fernández<sup>2</sup> and Aitor V. Velasco<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Instituto de Óptica, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Madrid  
28006, España

<sup>2</sup>Depto. de Ingeniería de Comunicaciones, Universidad de Málaga, ETSI Telecomunicación,  
Campus de Teatinos s/n, Málaga 29071, España

<sup>3</sup>National Research Council of Canada, Ottawa, ON K1A 0R6, Canada

DOI:10.1109/JPHOT.2019.2942973

This work is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 License. For more information, see  
<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

Manuscript received July 19, 2019; revised September 10, 2019; accepted September 17, 2019.  
Date of publication October 7, 2019; date of current version October 18, 2019. This work was supported in part by the Spanish Ministry of Science, Innovation and Universities under Grants RTI2018-097957-B-C33, IJCI-2016-30484, and FPU16/06762, in part by the Community of Madrid-FEDER funds (S2018/NMT-4326), and in part by the Horizon 2020 research and innovation program under the Marie Skłodowska-Curie RISE Action 734331. Corresponding author: Alaine Herrero-Bermello (e-mail: [alaine.herrero@csic.es](mailto:alaine.herrero@csic.es)).

**Abstract:** Polarization independent silicon-on-insulator nanowires are highly sought after, due the inherent high birefringence of this material platform. State-of-the-art designs of non-birefringent waveguides include ridge waveguides and square nanowires, which either imply large dimensions, multiple etching steps, low fabrication tolerances or high wavelength dependence. In this work, we overcome all the aforementioned limitations through tilted subwavelength structures which provide anisotropy control of the resulting metamaterial. With a waveguide cross section of only 300 nm × 550 nm (height × width), the zero-birefringence point is obtained for an approximately 48°-tilt of the subwavelength structure. Birefringence of the nominal design deteriorates by only  $9 \cdot 10^{-3}$  even in the presence of size deviations of  $\pm 10$  nm. Moreover, birefringence is maintained under  $6 \cdot 10^{-3}$  in a 100-nm bandwidth around the central wavelength of 1550 nm. This innovative approach is readily adaptable to a wide range of waveguide sizes, while maintaining single-etch-step fabrication.

**Index Terms:** Zero-birefringence waveguides, polarization independence, anisotropy engineering, sub-wavelength grating (SWG), silicon-on-insulator (SOI).

## 1. Introduction

Silicon-on-insulator (SOI) photonic platforms have experienced a remarkable growth in the last decades, mainly motivated by the low fabrication costs provided by their CMOS compatibility, and the high-density integration enabled by their high dielectric contrast [1]. These advantages have been successfully applied to numerous high-performance photonic building blocks such as arrayed waveguide gratings (AWGs) [2], ring resonators [3], modulators [4] or fiber to chip couplers [5], to name a few. However, the strong polarization dependence of the platform still remains a challenge for the design of new generations of passive photonic devices. Although the materials of SOI

platform present an isotropic behavior, their waveguide geometry and dielectric contrast result in disparate effective indices and field distributions for TE and TM polarizations. A common approach to avoid birefringence-related issues at chip level is to separately process TE and TM modes through polarization diversity schemes [6], but this alternative requires efficient polarization beamsplitters [7], [8] and significantly increases system size and complexity [9]. These disadvantages could be prevented by providing polarization-independent integrated photonic components, and particularly, waveguides with negligible birefringence.

Most of the approaches developed to achieve zero-birefringent (ZB) waveguides are related to geometrical modifications of their cross section, especially in ridge waveguides where modal field can be tuned by modifying waveguide width, height and etch depth [10]–[12]. However, in full-etch photonic wires, polarization independent behavior is limited to square geometries, with the subsequent increase in scattering losses (typical width to height ratios for low scattering losses are at least 2:1) [11], [13], [14]. Moreover, non-birefringent SOI nanowires are typically narrow-band [6] and present very low fabrication tolerances, as they are highly dependent on core dimensions (a  $\pm 10$  nm variation in width results in a typical change in birefringence of 0.1 [15]). Stress engineering was proposed in order to correct the birefringence fluctuations with the waveguide core dimensions and the residual birefringence due to fabrication errors, providing slight control through the difference in the expansion coefficients of the materials [16]. Different versions of this approach include modifying the thickness of the cladding layer [15], the shape of the cross section of the core [17] or integrating a piezoelectric film that allows an electric dynamic control of the birefringence [18], but all of them provide limited effectiveness in strip waveguides.

On the other hand, subwavelength gratings (SWG) have been intensively used in the last decades to engineer the effective refractive index of silicon waveguides, leading to a wide range of high-performance photonics devices [19]–[23]. SWGs periodically alternate core and cladding segments with a pitch much smaller than the wavelength of the light guided through the structure, generating a tailored metamaterial whose optical response can be adjusted by adequately selecting the grating geometry. Furthermore, SWG structures present an anisotropic nature, which was studied for the first time in the design of a single-polarization multimode interference coupler (MMI) with an ultra-broad bandwidth [24]. Recently, we have proposed a new technique for controlling SWG anisotropic response, based on tilting each individual segment of the SWG waveguide by a fixed angle away from the transverse direction [7], [25]. SWG tilting greatly affects the resulting TE effective refractive index, whereas TM mode remains almost constant, providing an additional degree of freedom in the SWG design.

In this paper, we build upon the tilted-SWG approach to present a novel polarization insensitive strip waveguide that circumvents geometrical limitations of traditional solutions. By adequately selecting the SWG tilt angle, zero-birefringence states can be found for a wide range of nanowire geometries, without detriment of the single etch-step fabrication. Furthermore, the proposed topology provides a broad spectral response and improved robustness against fabrication deviations from the nominal design.

## 2. Principle of Operation and Design

The behavior of SWG structures, as periodic structures with finite dimensions in transverse directions, has been shown to be closely related to that of a homogeneous and anisotropic uniaxial medium [25]. A uniaxial crystal is characterized by a electric permittivity tensor, which is diagonal in its principal axes coordinate system, i.e.  $\epsilon = [n_{xx}^2, n_{yy}^2, n_{zz}^2]$  [26]–[28], where  $n_{xx}$  and  $n_{yy}$  are the refractive indexes in  $x$  and  $y$  directions and  $n_{zz}$  is the refractive index along the  $z$  direction (propagation direction) which corresponds to the optical axis. When tilting the SWG segments with respect to the  $x$  axis, which means tilting the optical axis with respect to the  $z$  direction [see Fig. 1(a)], the dielectric tensor that defines the material undergoes a rotation about the  $y$  axis, represented mathematically by the rotation matrix  $R_y(\theta)$ . As a result, the dielectric tensor assumes a non-diagonal



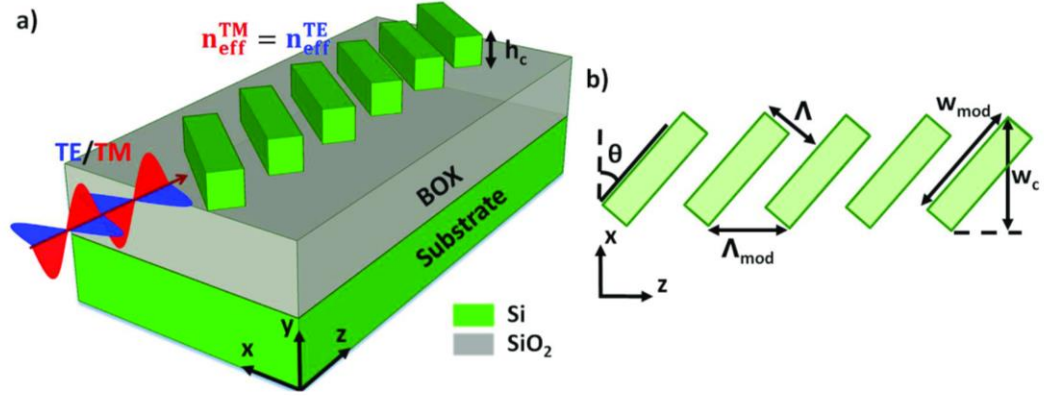


Fig. 1. Three-dimensional scheme (a) and top view (b) of the proposed zero-birefringence SOI waveguide. The  $\text{SiO}_2$  cladding layer is not shown for clarity.

shape:

$$\epsilon'(\theta) = \mathbf{R}_y^{-1}(\theta) \epsilon \mathbf{R}_y(\theta) = \begin{bmatrix} \epsilon'_{xx}(\theta) & 0 & \epsilon'_{xz}(\theta) \\ 0 & \epsilon'_{yy}(\theta) & 0 \\ \epsilon'_{xz}(\theta) & 0 & \epsilon'_{zz}(\theta) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

where its matrix elements are given by:

$$\begin{aligned} \epsilon'_{xx}(\theta) &= n_{xx}^2 \cos^2(\theta) + n_{zz}^2 \sin^2(\theta), \\ \epsilon'_{xz}(\theta) &= (n_{zz}^2 - n_{xx}^2) \sin(\theta) \cos(\theta), \\ \epsilon'_{zz}(\theta) &= n_{xx}^2 \sin^2(\theta) + n_{zz}^2 \cos^2(\theta), \\ \epsilon'_{yy} &= n_{yy}^2 = n_{xx}^2, \end{aligned} \quad (2)$$

Defining the electric transverse mode (TE) as that polarized in the  $x$ - $z$  plane (in-plane mode) and the magnetic transverse mode (TM) as that polarized in the  $y$  direction (out-of-plane mode), the approximate effect of the inclination of the SWG segments can be easily explained through Eq.(2). When the structure is tilted an angle  $\theta$  with respect to the  $x$  direction, the effective refractive index of the TE mode varies from  $n_{xx}$  to  $n_{zz}$  when the segments rotate from parallel to  $x$  axis ( $\theta = 0^\circ$ ) to parallel to the  $z$  axis ( $\theta = 90^\circ$ ), enabling index engineering with the tilt angle. On the contrary, the TM mode,  $y$ -polarized, only sees  $n_{yy} = n_{xx}$  and is practically unaffected by the tilt. Therefore, tilt angle variations greatly affect the effective refractive index of the TE polarization, while the TM polarization behavior remains almost constant, allowing us to independently tune the effective refractive index of both polarizations.

The schematic of the proposed birefringence-free nanowire is shown in Fig. 1. The waveguide is conformed by a subwavelength grating whose segments are tilted an angle  $\theta$  in the  $x$ - $z$  plane. Maintaining traditional SWG nomenclature, the grating pitch ( $\Lambda$ ) is defined perpendicularly to the waveguide segments, hence determining the minimum feature size of the structure. The modified pitch due to the tilt, representing the distance between two consecutive segments in the  $z$  direction is introduced as  $\Lambda_{\text{mod}} = \Lambda / \cos(\theta)$ . Likewise, the total width ( $w_c$ ) is measured in the  $x$  direction, and corresponds to the width of the resulting equivalent waveguide with an effective refractive index of  $n_{\text{eff}}$ ; whereas the width of each individual segment is  $w_{\text{mod}} = w_c / \cos(\theta) - \tan(\theta) D C \Lambda$ , where  $DC$  is the duty cycle (i.e. the proportion of a silicon segment within one grating pitch). Finally, birefringence is defined as the difference between the effective refractive indexes of TE and TM polarization modes ( $\Delta n = n_{\text{eff}}^{\text{TE}} - n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ ). Due to the high index contrast of SOI platforms, this difference can be as large as 0.4 for homogenous strip waveguides or 0.2 for SWG waveguides, very far from polarization

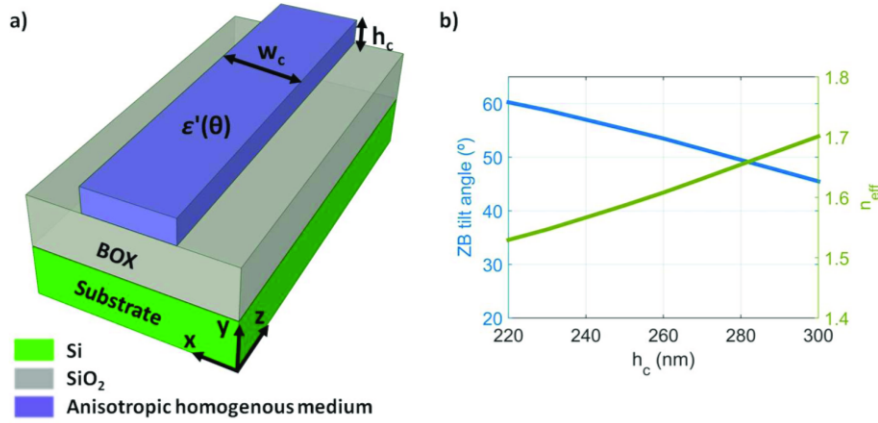


Fig. 2. 3D scheme of the anisotropic homogeneous waveguide used to model the tilted SWG waveguide as a uniaxial crystal (a) and simulation results of the dependence of the tilt angle and the effective refractive index of the waveguide mode with the height of the core for the zero-birefringence point (b).

independent behavior. By adequately selecting the tilt angle  $\theta$ , the proposed structure circumvents the natural birefringence of this platform and provides ZB behavior ( $n_{eff}^{TE} = n_{eff}^{TM}$ ).

As an initial proof of concept, the non-birefringence behavior of the tilted SWG nanowire was initially verified by modeling the structure as an anisotropic crystal characterized by the dielectric tensor  $\epsilon'(\theta)$ , as successfully demonstrated in [25]. Notice that the homogeneous medium anisotropy is a consequence of the SWG geometry, that is, even considering isotropic constituents, the resulting SWG structure presents an anisotropic behavior which can be approximated by the proposed homogeneous medium. We studied the dependence of both the effective refractive index of the ZB point ( $n_{eff} = n_{eff}^{TE} = n_{eff}^{TM}$ ) and the ZB tilt angle as a function of the core height using modal analysis of the homogenized structure in Fig. 2(a) with the Finite Element Method (FEM) solver by Photon Design [29]. The initial parameters were set at  $w_c = 500$  nm,  $DC = 0.5$  and  $\Lambda = 220$  nm. As ZB operation is mainly achieved by reducing  $n_{eff}^{TE}$  through SWG tilting, while  $n_{eff}^{TM}$  remains almost constant, a relatively low effective refractive index is produced. Since SWG waveguides have been demonstrated to exhibit leakage losses to the silicon substrate due to a combination of reduced modal confinement and finite thickness of the buried oxide (BOX) layer, a refractive index above 1.6 was targeted, in order to render this leakage penalty negligible [30]. As shown in Fig. 2(b), this is achieved at core thicknesses over 260 nm when considering the unoptimized proof-of-concept parameters. It is also apparent that ZB tilt angle is reduced with increasing core thickness, which also results in higher effective indexes. Notice that, in case mode conversion between our proposed ZB waveguide and a regular SOI nanophotonic wire is required, adiabatic SWG tapers with negligible losses can be included [7], [25].

### 3. Simulation Results

Once the feasibility of ZB operation in our design was demonstrated through homogeneous medium approximation, accurate simulations of the real SWG structure (Fig. 1(a)) were carried out using 3D Finite Difference in Time Domain (FDTD) with a commercial photonic design software [31]. For each polarization, the band structure of the tilted SWG waveguide was calculated at varying tilt angles. Based on these band structures, the effective refractive index of the resulting Bloch-Floquet modes was computed for a broad frequency range, hence determining the zero-birefringence point and its dependence with different geometrical parameters. In particular, the effects on the ZB tilt angle of waveguide height and width, as well as grating pitch and duty cycle are shown in Fig. 3. All simulations correspond to the fundamental TE and TM modes at a central wavelength



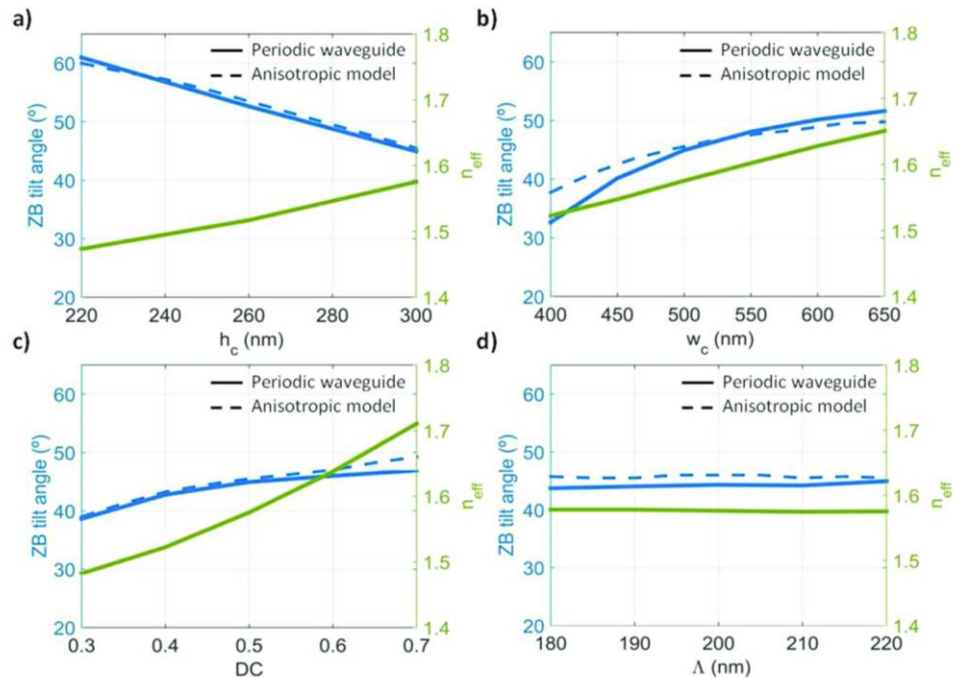


Fig. 3. ZB point as a function of the height of the core (a), total width of the waveguide (b), DC (c) and  $\Lambda$  (d). The left axis show the zero-birefringence tilt angle (blue lines) and the right axis indicates the effective refractive index of the resulting Bloch-Floquet mode (green line). In all cases, non-varying parameters are set to  $w_c = 500$  nm,  $h_c = 300$  nm,  $\Lambda = 220$  nm and DC = 0.5. Solid lines correspond to the simulation of the tilted SWG waveguide using 3D FDTD, while dashed lines correspond to the anisotropic homogenous model using the FEM solver.

of 1550 nm. Initial parameters were set at  $w_c = 500$  nm,  $h_c = 300$  nm and  $\Lambda = 220$  nm. The initial duty cycle was also set to 0.5 in order to maximize the minimum feature size and facilitate the fabrication process. The influence of the silicon layer height is studied with FDTD simulations in Fig. 3(a). FDTD simulations of the complete structure as shown in Fig. 1(a) are computationally much more expensive than modal analysis of the anisotropic homogenized waveguide shown in Fig. 2. Since the homogenous anisotropic model does not account for the segmented geometry of the waveguide it slightly overestimates the effective indexes for both polarizations. However, this error cancels out when computing the zero-birefringence angle, resulting in an excellent agreement in the ZB tilt angle predicted by both methods (see Fig. 3, blue lines). From Fig. 3(a) it is furthermore clear that an increment in the height of the waveguide core reduces the ZB tilt angle while also increasing the resulting refractive index. This tendency in the tilt angle is consistent with the fact that waveguides with aspect ratios closer to 1:1 are inherently less birefringent [13], and therefore a lesser correction through SWG tilting is required, at the cost of increased leakage losses. In order to balance both factors, a height of  $h_c = 300$  nm was selected, facilitating ZB operation at a lower tilt angle with reduced leakage losses. Nevertheless, these conditions can also be met at lower heights by increasing waveguide width and/or duty cycle, as shown in Figs. 3(b) and 3(c). Specifically, Fig. 3(b) shows the influence of the waveguide width in the ZB point, with increasing width leading to an increase in both effective refractive index and tilt angle. We note that the ZB angle is again very well predicted by modal analysis of the anisotropic homogenous waveguide. In a similar manner, Fig. 3(c) presents the effect of duty cycle variations. Increasing the duty cycle greatly increases the resulting effective refractive index, while the tilt angle remains almost flat providing good tolerance to fabrication errors. Finally, Fig. 3(d) demonstrates that both the ZB tilt angle and

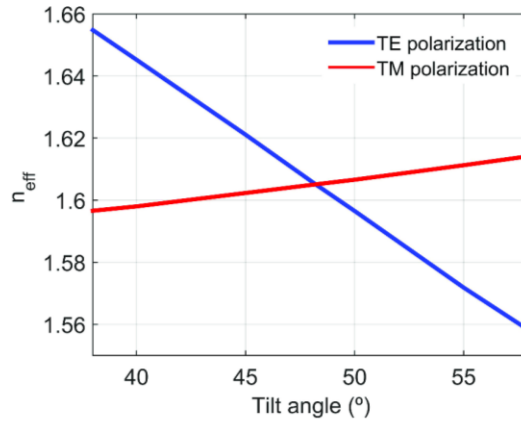


Fig. 4. Variation of the refractive index of TE and TM polarization modes as a function of the tilt angle. The crossing point defines the tilt angle of zero-birefringence point (48.3°).

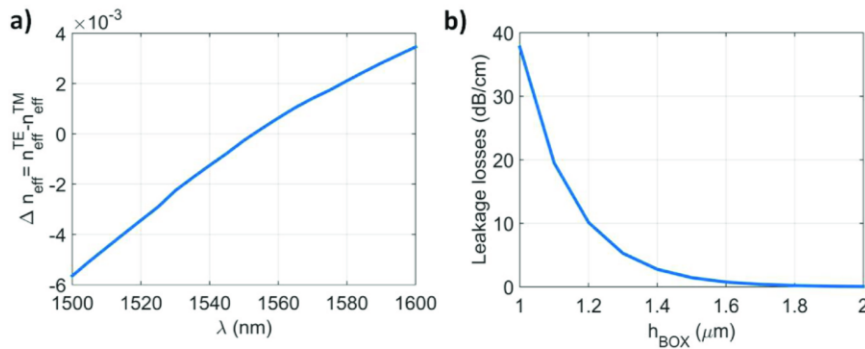


Fig. 5. (a) Dependence of the birefringence with the wavelength and (b) calculated leakage losses to the substrate, for the final design with  $h_c = 300$  nm,  $w_c = 550$  nm, DC = 0.5,  $\Lambda = 220$  nm, and angle = 48.3°.

the refractive index are practically constant with pitch variations. This is a major design advantage, both in order to avoid Bragg reflections and to increase minimum feature size in solutions relying on uneven duty cycles. Both for variations in DC and pitch, the anisotropic homogeneous model provides an excellent estimation of the ZB angle.

For further bandwidth and fabrication tolerance analysis, the selected nominal design was  $h_c = 300$  nm,  $w_c = 550$  nm, DC = 0.5 and  $\Lambda = 220$  nm. This combination balances waveguide size and tilt angle, while providing relaxed minimum feature size requirements far from the Bragg regime. Nevertheless, notice that the same design principle is available for other waveguide thicknesses, as shown in Fig. 3(a), as height reductions can be compensated through ZB angle increments and vice versa. For the selected parameters, the variation of the effective refractive index with the tilt angle for both TE and TM polarizations can be seen in the Fig. 4. From the results it can be concluded that the ZB point is around 48.3°, yielding an effective index of 1.6049. We observe that the birefringence changes by approximately  $6 \cdot 10^{-3}$  per degree. However, the tilt angle is lithographically controlled and can thus be implemented with negligible variations.

To further assess the performance of our final design, we simulated both the spectral response of the tilted SWG waveguide and the leakage losses to the silicon substrate (Fig. 5). The results show that even within a bandwidth of 100 nm, the difference between TE and TM refractive indexes

remains under  $6 \cdot 10^{-3}$  (Fig. 5(a)), hence providing broadband operation with negligible birefringence. Moreover, Fig. 5(b) show that, although high losses are deduced for a  $1 \mu\text{m}$ -thick BOX, this value falls sharply down to a negligible 0.05 dB/cm for a BOX of  $2 \mu\text{m}$ . A thickness of  $2 \mu\text{m}$  for both the buried oxide (BOX) and upper  $\text{SiO}_2$  cladding layers is therefore established for our final design.

Finally, an analysis of fabrication tolerances was also carried out, resulting in a birefringence under  $9 \cdot 10^{-3}$  for a size deviation in the fabrication process up to  $\pm 10 \text{ nm}$ . This implies a significant resilience improvement compared to other alternatives in the state of the art [11], [15]. Notice that the error in the tolerance analysis refers to simultaneous size deviations in both directions of the  $xz$  plane, that is, in both the width and the length of each SWG segment (the latter hence modifying the resulting duty cycle of the SWG structure).

#### 4. Conclusion

In conclusion, we have proposed a new type of zero-birefringence strip waveguide based on tilted subwavelength gratings. We have shown that the ZB angle can be accurately predicted by computationally efficient modal analysis of the equivalent anisotropic homogeneous waveguide. The proposed strategy allows us to engineer the anisotropy response of the waveguide for a wide range of geometries (height, width, grating duty cycle and pitch) hence circumventing aspect ratio and minimum feature size restrictions. For an exemplary implementation of  $300 \text{ nm} \times 550 \text{ nm}$  cross-section, the proposed waveguide presents a polarization independent behavior for a tilt angle of  $48.3^\circ$ , with an effective refractive index of 1.6. Birefringence changes of approximately  $6 \cdot 10^{-3}$  per degree are observed, although this parameter is lithographically controlled with negligible variations. Moreover, birefringence was calculated to be lower than  $6 \cdot 10^{-3}$  in a 100-nm-wide bandwidth (1500–1600 nm), and a higher resilience to fabrication tolerances than traditional alternatives was demonstrated ( $\Delta n < 9 \cdot 10^{-3}$  for variations up to  $\pm 10 \text{ nm}$ ). In addition, the proposed tilted structures does not increase fabrication complexity, as it can be fabricated in a single etching step, without any additional material, and a relaxed minimum feature size. Our birefringence free silicon waveguides also showcase the anisotropy engineering capabilities of tilted subwavelength gratings, paving the way for polarization independent behavior in more complex photonic devices and circuits, such as directional couplers, y-junctions, ring resonators, etc.

#### References

- [1] J. P. Colinge, *Silicon-on-Insulator Technology: Materials to VLSI: Materials to VLSI*. Berlin, Germany: Springer, 2004.
- [2] P. Cheben *et al.*, "A high-resolution silicon-on-insulator arrayed waveguide grating microspectrometer with sub-micrometer aperture waveguides," *Opt. Exp.*, vol. 15, no. 5, pp. 2299–2306, Mar. 2007.
- [3] J. Niehusmann, A. Vörckel, and P. H. Bolivar, "Ultrahigh-quality-factor silicon-on-insulator microring resonator," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 24, pp. 2861–2863, Dec. 2004.
- [4] N.-N. Feng *et al.*, "High speed carrier-depletion modulators with  $1.4\text{-V-cm } V_\pi L$  integrated on  $0.25 \mu\text{m}$  silicon-on-insulator waveguides," *Opt. Exp.*, vol. 18, no. 8, pp. 7994–7999, Mar. 2010.
- [5] M. Pu, L. Liu, H. Ou, K. Yvind, and J. M. Hvam, "Ultra-low-loss inverted taper coupler for silicon-on-insulator ridge waveguide," *Opt. Commun.*, vol. 283, no. 19, pp. 3678–3682, Oct. 2010.
- [6] D. Dai, L. Liu, S. Gao, D.-X. Xu, and S. He, "Polarization management for silicon photonic integrated circuits," *Laser Photon. Rev.*, vol. 7, no. 3, pp. 303–308, May 2013.
- [7] A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, A. V. Velasco, A. Ortega-Moñux, P. Cheben, and R. Halir, "Design of a broadband polarization splitter based on anisotropy-engineered tilted subwavelength gratings," *IEEE Photon. J.*, vol. 11, no. 3, Jun. 2019, Art no. 6601508.
- [8] H. Wu, Y. Tan, and D. Dai, "Ultra-broadband high-performance polarizing beam splitter on silicon," *Opt. Exp.*, vol. 25, no. 6, pp. 6069–6075, Mar. 2017.
- [9] H. Fukuda, K. Yamada, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, H. Shinojima, and S. I. Itabashi, "Silicon photonic circuit with polarization diversity," *Opt. Exp.*, vol. 16, no. 7, pp. 4872–4880, Mar. 2008.
- [10] S. P. Chan, C. E. Png, S. T. Lim, G. T. Reed, and V. M. N. Passaro, "Single-mode and polarization-independent silicon-on-insulator waveguides with small cross section," *J. Lightw. Technol.*, vol. 23, no. 6, pp. 2103–2111, Jun. 2005.
- [11] S. T. Lim, C. E. Png, and A. Ong, "Single mode, polarization-independent submicron silicon waveguides based on geometrical adjustments," *Opt. Exp.*, vol. 15, no. 8, pp. 11061–11072, Aug. 2007.
- [12] L. Vivien, S. Laval, B. Dumont, S. Lardenois, A. Koster, and E. Cassan, "Polarization-independent single-mode rib waveguides on silicon-on-insulator for telecommunication wavelengths," *Opt. Commun.*, vol. 210, no. 1/2, pp. 43–49, Sep. 2002.



- [13] F. Grillot, L. Vivien, S. Laval, and E. Cassan, "Propagation loss in single-mode ultrasmall square silicon-on-insulator optical waveguides," *J. Lightw. Technol.*, vol. 24, no. 2, pp. 891–896, Feb. 2006.
- [14] E. Jaberansary, T. M. B. Masaud, M. M. Milosevic, M. Nedeljkovic, G. Z. Mashanovich, and H. M. H. Chong, "Scattering loss estimation using 2-D Fourier analysis and modeling of sidewall roughness on optical waveguides," *IEEE Photon. J.*, vol. 5, no. 3, Jun. 2013, Art no. 6601010.
- [15] D.-X. Xu *et al.*, "Eliminating the birefringence in silicon-on-insulator ridge waveguides by use of cladding stress," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 20, pp. 2384–2386, Oct. 2004.
- [16] M. M. Milosevic, P. S. Matavulj, B. D. Timotijevic, G. T. Reed, and G. Z. Mashanovich, "Design rules for single-mode and polarization-independent silicon-on-insulator rib waveguides using stress engineering," *J. Lightw. Technol.*, vol. 26, no. 13, pp. 1840–1846, Jul. 2008.
- [17] W. N. Ye *et al.*, "Birefringence control using stress engineering in silicon-on-insulator (SOI) waveguides," *J. Lightw. Technol.*, vol. 23, no. 3, pp. 1308–1318, Mar. 2005.
- [18] K. K. Tsia, S. Fathpour, and B. Jalali, "Electrical tuning of birefringence in silicon waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 6, Feb. 2008, Art no. 061109.
- [19] P. Cheben *et al.*, "Refractive index engineering with subwavelength gratings for efficient microphotonic couplers and planar waveguide multiplexers," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 15, pp. 2526–2528, Aug. 2010.
- [20] J. H. Schmid *et al.*, "Refractive index engineering with subwavelength gratings in silicon microphotonic waveguides," *IEEE Photon. J.*, vol. 3, no. 3, pp. 597–607, Jun. 2011.
- [21] R. Halir *et al.*, "Subwavelength-grating metamaterial structures for silicon photonic devices," *IEEE Proc.*, vol. 106, no. 12, pp. 2144–2157, Dec. 2018.
- [22] P. Cheben, R. Halir, J. Schmid, H. Atwater, and D. Smith, "Subwavelength integrated photonics," *Nature*, vol. 560, pp. 565–572, Aug. 2018.
- [23] D. G. Andrade *et al.*, "Ultra-broadband mode converter and multiplexer based on sub-wavelength structures," *IEEE Photon. J.*, vol. 10, no. 2, Apr. 2018, Art no. 2201010.
- [24] R. Halir *et al.*, "Ultrabroadband nanophotonic beamsplitter using an anisotropic SWG material," *Laser Photon. Rev.*, vol. 10, no. 6, pp. 1039–1046, Nov. 2016.
- [25] J. M. Luque-González *et al.*, "Tilted subwavelength gratings: controlling anisotropy in a metamaterial," *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 19, pp. 4691–4694, Sep. 2018.
- [26] D. Marcuse, "Modes of a symmetric slab optical waveguide in birefringent media—Part I: Optical axis not in plane of slab," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 14, no. 10, pp. 736–741, Oct. 1978.
- [27] R. E. Newnham, *Properties of Materials: Anisotropy, Symmetry, Structure*. Oxford, U.K.: Oxford Univ. Press, 2005.
- [28] A. Yariv, and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation*. Hoboken, NJ, USA: Wiley, 1984.
- [29] "FIMMWAVE 6.6.2," PhotonDesign, 2019. [Online]. Available: <http://www.photond.com>
- [30] J. D. Sarmiento-Merenguel *et al.*, "Controlling leakage losses in subwavelength grating silicon metamaterial waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 15, pp. 3443–3446, Jul. 2016.
- [31] "FDTD Solutions," Lumerical Solutions, 2019. [Online]. Available: Lumerical, <http://www.lumerical.com>

# CAPÍTULO 5

## CONCLUSIONES

En la presente tesis se han abordado las distintas problemáticas derivadas de la integración fotónica de los espectrómetros de transformada de Fourier espacialmente heterodinos, que suponen una limitación para su funcionamiento y por lo tanto una barrera para su incipiente desarrollo industrial. En este último capítulo se resumirán las conclusiones de la investigación realizada, así como una breve descripción de las posibles aplicaciones y líneas de trabajo futuras y un pequeño resumen del impacto del presente trabajo.

- 5.1. Conclusiones
- 5.2. Aplicaciones y trabajo futuro
- 5.3. Impacto del presente trabajo



## 5.1. Conclusiones

En la presente tesis se realiza un breve recorrido por la evolución histórica y los fundamentos teóricos de la espectrometría de transformada de Fourier, desde su aparición en el año 1888 hasta el desarrollo de arquitecturas espacialmente heterodinas y su integración en chips fotónicos, particularizando el caso de la fotónica de silicio. Asimismo, se exploran dos de las grandes problemáticas actuales de esta tecnología (su dependencia térmica y su birrefringencia), proporcionando novedosas soluciones hardware y software con las que pretendemos posibilitar y facilitar la entrada a la industria de los microespectrómetros de transformada de Fourier integrados de alta resolución para así poder explotar su gran potencial en aplicaciones tan diversas como microsátélites o microdrones, espectrómetros desechables para biosensado, espectrómetros de mano o sensado ambiental. Las soluciones específicas desarrolladas por el presente trabajo se detallan a continuación para cada una de las dos problemáticas abordadas.

### 5.1.1. Nuevas soluciones para la mitigación de la dependencia térmica en microespectrómetros de transformada de Fourier

La primera problemática de los espectrómetros de transformada de Fourier estacionarios integrados en silicio que se aborda en la presente tesis es la fuerte dependencia térmica inherente a esta plataforma. Las distintas imperfecciones o desviaciones producidas en el proceso de fabricación del microespectrómetro dan lugar a errores de fase en las funciones de transmitancia de los MZI, que resultan en una pérdida de la ortogonalidad de la base de la transformación e imposibilita el uso de la transformada de Fourier para la recuperación espectral. Estos errores de fase son fácilmente abordables a través de la técnica de matrices de calibración [6]. Sin embargo, la alta dependencia térmica de las guías de onda de silicio hace al microespectrómetro fuertemente dependiente de las condiciones ambientales. Variaciones de temperatura del orden de tan sólo  $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$  durante el funcionamiento del dispositivo provocan errores de fase adicionales, que resultan en una rápida degradación del espectro, produciendo importantes limitaciones de funcionamiento y aplicabilidad, restringiendo su uso únicamente a aquellos ambientes que cuentan con un estricto control de temperatura. En esta tesis se explica en profundidad esta problemática asociada a las guías de onda de silicio y su efecto en los espectrómetros integrados, se introducen las ventajas e inconvenientes de las distintas soluciones presentes en el estado del arte, y se desarrollan dos propuestas para su correspondiente mitigación.

La primera propuesta, consiste en un método de recuperación espectral que incluye dos novedosos algoritmos basados en la calibración sensible a la temperatura y la corrección de los errores de fase. El primer algoritmo proporciona una calibración sensible a temperatura y se basa en la medida de múltiples matrices de calibración para el mismo dispositivo a diferentes temperaturas. La matriz de calibración dependiente de la temperatura adecuada para cada recuperación espectral en particular se selecciona a través de una medida auxiliar de la temperatura del chip fotónico. De este modo, se evitan los errores de fase adicionales y se puede recuperar el espectro mediante la pseudoinversa de la matriz de calibración seleccionada. El segundo algoritmo realiza una corrección de los errores de amplitud y de fase para

señales de ancho de banda estrecho. La función de transmitancia de cada MZI en la matriz de calibración seleccionada es normalizada, desplazada y alineada a la longitud de onda de Littrow, obteniendo un vector de desplazamiento de fase. Aplicando este vector de desplazamiento de fase al interferograma de salida, se obtiene un interferograma corregido con una ortogonalidad mejorada que verifica la condición de Littrow, pudiendo entonces aplicar la transformada de Fourier discreta del coseno para la recuperación espectral. La aplicación combinada de estos dos algoritmos posibilita la recuperación espectral mediante los algoritmos de Fourier tradicionales, específicamente se han aplicado a un espectrómetro SHFT formado por 32 interferómetros Mach-Zehnder en forma de espirales microfótónicas fabricados en silicio sobre aislante, demostrando una resolución experimental de 17 pm en un FSR de 0.22 nm. Los resultados de esta investigación han sido publicados en [21], en una revista científica de alto impacto.

Sin embargo, para aquellas aplicaciones como la identificación de gases que sólo requieren una clasificación robusta en un amplio rango de condiciones de operación, se presenta una novedosa propuesta de reconocimiento espectral. Esta segunda propuesta está basada en el aprendizaje automático para detección y clasificación de características de absorción en presencia de errores de fabricación y variaciones de la temperatura. El algoritmo de aprendizaje automático es entrenado utilizando distintos interferogramas de cada sustancia a detectar tomados bajo condiciones de temperatura variables y en presencia de errores de fabricación. Esto permite el reconocimiento y clasificación de las sustancias directamente desde el análisis automatizado del interferograma de salida, evitando el cálculo matemático del espectro de entrada. Este entrenamiento se demuestra para un SHFT formado por 31 MZI con forma de espiral microfónica fabricados en silicio, con unas imperfecciones de fabricación dadas y en un amplio rango de temperaturas, convirtiendo al sistema robusto a estos parámetros. Específicamente, se demuestra experimentalmente la diferenciación de cuatro espectros de entrada diferentes en unas condiciones de temperatura variables y no controladas dentro de un rango de 10°C, un incremento por 100 en el rango operacional de un espectrómetro SHFT integrado (0.1 °C), con una tasa de éxito del 82.5 %. Los resultados de esta investigación han sido publicados en [22], en una revista científica de alto impacto.

### **5.1.2. Nuevos dispositivos de gestión de birrefringencia en silicio sobre aislante**

La segunda problemática presente en los microespectrómetros integrados en silicio sobre aislante, transversal a todos los dispositivos fotónicos implementados en esta plataforma, es su birrefringencia. El alto contraste de índice de este tipo de plataformas permite un gran confinamiento modal en las guías de onda y por lo tanto una gran densidad de integración, facilitando la fabricación de dispositivos mucho más compactos. Sin embargo, también produce una fuerte disparidad en los índices de refracción efectivos y en las distribuciones de campo entre las polarizaciones transversal eléctrica y transversal magnética que se propagan por las guías de onda, debido a las condiciones de contorno que impone la geometría de las guías. Esta dependencia con la polarización hace que la operabilidad de los espectrómetros integrados se vea enormemente afectada en presencia de una polarización híbrida. En la presente tesis se explica en profundidad la limitación que supone la dependencia

con la polarización presente en los dispositivos fotónicos, particularizando los microespectrómetros integrados, y se presentan las distintas alternativas del estado del arte. Así mismo, se proponen dos soluciones, basadas en novedosas estructuras sublongitud de onda rotadas, para su correspondiente mitigación.

La primera solución está basada en la implementación de circuitos de diversidad de polarización a nivel de chip. El dispositivo que se presenta consiste en un divisor de polarización basado en interferencia multimodal, en el que se explotan por primera vez las propiedades de las estructuras SWG inclinadas a través del control independiente de las longitudes de autoimagen Talbot para las polarizaciones TE y TM. Esta técnica dota, además, al diseñador con un grado de libertad adicional para el control de la desintonización del divisor a causa de un llenado incompleto con la cubierta de sílice de los huecos nanométricos entre los segmentos periódicos de silicio consecutivos. Con esto se consigue el diseño de un divisor de polarización robusto y con gran ancho de banda. Este dispositivo se demuestra experimentalmente mediante dos rondas de fabricación en una foundry comercial (Applied Nanotools Inc.), mostrando pérdidas de inserción por debajo de 1 dB y relaciones de extinción de más de 13 dB en un ancho de banda de 120 nm. Los resultados de tanto el diseño teórico como la validación experimental se encuentran publicados en revistas científicas de alto impacto [23] y [24] respectivamente. Además, este dispositivo ha dado paso a una patente extendida internacionalmente y a la creación de la spin-off, Alcyon Photonics S.L, compañía que dispone de la licencia exclusiva del mismo.

La segunda propuesta se basa en la implementación de componentes fotónicos con un comportamiento independiente de la polarización. En esta propuesta utilizamos de nuevo las estructuras SWG inclinadas para desarrollar una novedosa guía de onda insensible a la polarización, que evita las limitaciones geométricas de las soluciones tradicionales de guías de grabado total. Debido a la gran versatilidad de la técnica, seleccionando adecuadamente el ángulo de inclinación de las estructuras SWG, el estado de birrefringencia cero se puede conseguir para un amplio rango de geometrías de la nanoguía, como distintos anchos y alturas y para distintas plataformas fotónicas. Este diseño conserva una fabricación sencilla de un sólo paso, y se demuestra para el caso particular de una guía de 550 nm de ancho y 300 nm de altura proporcionando valores de birrefringencia de tan sólo  $6 \cdot 10^{-3}$  en un ancho de banda de 100 nm y una gran robustez a errores de fabricación con respecto al diseño nominal de  $\pm 10$  nm. Los resultados de esta investigación se encuentran publicados en una revista científica de alto impacto [25] y han dado paso a una patente extendida internacionalmente, actualmente licenciada a la spin-off, Alcyon Photonics S.L.

## 5.2. Aplicaciones y trabajo futuro

Las soluciones hardware y software propuestas en el presente trabajo abordan retos transversales de la microespectrometría de transformada de Fourier, por lo que presentan un potencial disruptivo en múltiples aplicaciones como microsatélites, microdrones, espectrómetros de mano, o sensado de gases en edificios y parkings inteligentes. Además, los algoritmos de mitigación de derivas térmicas propuestos en este trabajo, al constituir una solución software de posprocesado de datos, son aplicables a microespectrómetros de transformada de Fourier integrados basados en cualquier tipo de esquema, incluso a aquellos ya fabricados, ya que no requieren de

una readaptación hardware que conlleve costes de fabricación adicionales. Así mismo, son aplicables a la espectrometría de cualquier rango espectral, viéndose sus opciones de aplicabilidad muy aumentadas.

Por otro lado, las propuestas para el control de la birrefringencia están basadas en técnicas flexibles con buenas tolerancias de fabricación, lo que permite su adaptación a distintas geometrías y plataformas fotónicas y, por tanto, a distintos rangos espectrales. Por estos motivos, los resultados presentados en este trabajo posibilitan el uso de microespectrómetros integrados de alta resolución sin elementos externos de gestión de polarización. Además, puesto que el problema de la birrefringencia trasciende a los microespectrómetros, siendo inherente a cualquier dispositivo integrado en silicio sobre aislante, los dispositivos desarrollados suponen avances notables aplicables a otros campos de aplicación de la fotónica de silicio, como las comunicaciones o el sensado biológico.

Dado el enorme potencial de las técnicas y dispositivos desarrollados en el marco de la presente tesis, se pretende continuar con su investigación en un futuro cercano. Entre las líneas de investigación abiertas por el presente trabajo, cabe destacar dos vías de alto impacto cuya exploración se considera prioritaria, y que están siendo actualmente integradas en proyectos colaborativos internacionales.

### **Microespectrómetros inteligentes de transformada de Fourier**

La aplicación de algoritmos de aprendizaje automático en la espectrometría ya se había visto en el estado del arte para llevar a cabo una mejor recuperación espectral. Sin embargo, su aplicación en reconocimiento espectral, es decir, en clasificación y detección de características en patrones concretos obviando la necesidad de la recuperación espectral, es una técnica novedosa y pionera. Por este motivo, los resultados mostrados en este trabajo conforman la prueba de concepto necesaria para demostrar su potencial utilidad en aplicaciones donde sólo es necesaria una clasificación e identificación de componentes. Concretamente, se ha demostrado la identificación de cuatro espectros de entrada diferentes en unas condiciones de temperatura variables y no controladas dentro de un rango de 10°C, un incremento por 100 en el rango operacional de un espectrómetro SHFT integrado (0.1 °C), con una tasa de éxito del 82.5 %.

No obstante, esta tasa de éxito necesita ser mejorada. Para tal fin se están estudiando nuevos desarrollos como los basados en algoritmos de aprendizaje automático optimizados para el caso particular de arquitecturas SHFT integradas. Asimismo, se está estudiando la ampliación de las sustancias bajo análisis utilizadas para entrenar los sistemas de inteligencia artificial, con el fin de cubrir necesidades técnicas específicas, como por ejemplo la detección de gases contaminantes. Específicamente, esta línea de investigación ha sido fundamental en la creación de un consorcio internacional que está actualmente preparando un proyecto para el desarrollo de microespectrómetros inteligentes de transformada de Fourier en el marco del programa H2020.

### Estructuras SWG inclinadas

La aplicabilidad, potencial y propiedades de las estructuras SWG inclinadas son explotadas por primera vez en este trabajo a través del diseño de un divisor de polarización basado en interferencia multimodal y de una guía de onda independiente de la polarización. Estas estructuras cuentan con propiedades únicas para el control de la anisotropía, ya que proporcionan un control independiente del índice efectivo para ambas polarizaciones, que es lo que denominamos ingeniería de la anisotropía. Esta técnica dota, por tanto, al diseñador con un grado de libertad adicional en el diseño de dispositivos para división de polarización o con comportamiento cero-birrefringente, desde acopladores, divisores de polarización, guías de onda, divisores de potencia, desfasadores, filtros etc. Además, dota al diseñador con un grado más de libertad en el uso de estructuras SWG ya que permite compensar la desintonización de los dispositivos a causa de un llenado incompleto con la cubierta de sílice de los huecos nanométricos entre los segmentos periódicos de silicio consecutivos. Por otra parte, la fabricación de estas estructuras no supone una complicación añadida si no que, es una fabricación sencilla de un sólo paso.

Los resultados de este trabajo abren, por tanto, un nuevo campo de investigación bastante amplio para abordar la gran problemática de la birrefringencia en la fotónica de silicio. El grado de libertad adicional proporcionado por esta técnica puede ser aplicado a numerosos dispositivos, entre los que destacan acopladores, desfasadores y divisores de potencia. Asimismo, puede ser trasladado a nuevas plataformas materiales y rangos espectrales.

### 5.3. Impacto del presente trabajo

Las soluciones propuestas en el presente trabajo suponen un importante paso para superar las actuales limitaciones de los microespectrómetros de transformada de Fourier, facilitando así que esta tecnología salga de los laboratorios y llegue a numerosas aplicaciones reales con implicaciones en biomedicina, seguridad, sensado atmosférico y astronomía. El impacto científico de este trabajo puede apreciarse en el hecho de que sus resultados han dado lugar a 5 publicaciones en revistas científicas de alto impacto (Q1) (véase Apéndice A.1), a 30 contribuciones a congresos internacionales, de los cuales 15 son presentaciones invitadas de los investigadores senior de nuestro grupo y de grupos colaboradores, y a 8 contribuciones a eventos nacionales (véase Apéndice A.2). Adicionalmente, la autora ha colaborado en el diseño de otros dispositivos de altas prestaciones integrados en silicio, que han dado lugar a cuatro publicaciones adicionales en revistas científicas de alto impacto (Q1), y que, aunque no se incluyen como núcleo de la presente tesis, aparecen también listadas en el Apéndice A.1.

El carácter internacional de este trabajo se refuerza a través de distintas colaboraciones científicas con la Universidad de Málaga, el *National Research Council* de Canadá, las Universidades de Southampton y Strathclyde en Reino Unido, el *Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies* de París, y Alcyon Photonics S.L, y con dos estancias internacionales de 3 y 2 meses en el *National Research Council* de Canadá y la Universidad de Southampton.

---

El diseño del divisor de polarización ha resultado en una patente nacional (P201830129), extendida internacionalmente a través de la solicitud PCT (*patent cooperation treaty*) PCT/ES2019/070031. Adicionalmente, este dispositivo ha sido clave en la creación de una empresa spin-off llamada Alcyon Photonics S.L. dedicada al diseño y comercialización de dispositivos fotónicos de altas prestaciones para el usuario final y que actualmente cuenta con la licencia exclusiva para su explotación comercial. Así mismo, el diseño de la guía independiente de polarización ha resultado también en una patente nacional (P201830653) recientemente aprobada, cuya licencia exclusiva pertenece igualmente a Alcyon Photonics S.L., y también extendida internacionalmente a través de la solicitud PCT/ES2019/070452. Véase toda la información relativa a las patentes en el Apéndice A.3





# APÉNDICE

## PUBLICACIONES

### A.1. Artículos en revistas

1. J. M. Luque-González, A. Herrero-Bermello, A. Ortega-Moñux, M. Sánchez-Rodríguez, A. V. Velasco, J. H. Schmid, P. Cheben, I. Molina-Fernández, and R. Halir, "Polarization splitting directional coupler using tilted subwavelength gratings," *Optics Letters* [Aceptado], 2020.
2. A. Herrero-Bermello, A. Dias-Ponte, J. M. Luque-González, A. Ortega-Moñux, A. V. Velasco, P. Cheben, and R. Halir, "Experimental demonstration of metamaterial anisotropy engineering for broadband on-chip polarization beam splitting," *Optics Express*, vol. 28, pp. 16385-16393, 2020.
3. U. A. Korai, A. Herrero-Bermello, M. J. Strain, I. Glesk and A. V. Velasco, "Design of an athermal interferometer based on tailored subwavelength metamaterials for on-chip microspectrometry," *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, pp. 1-11, 2019.
4. A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, R. Halir, P. Cheben, A. Ortega-Moñux, I. Molina-Fernández, and A. V. Velasco, "Zero-birefringence silicon waveguides based on tilted subwavelength metamaterials," *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, pp. 1-8, 2019.
5. A. Herrero-Bermello, J. Li, M. Khazaei, Y. Grinberg, A. V. Velasco, M. Vachon, P. Cheben, L. Stankovic, V. Stankovic, D. X. Xu, J. H. Schmid, and C. Alonso-Ramos, "On-chip Fourier-transform spectrometers and machine learning: a new route to smart photonic sensors," *Optics Letters*, vol. 44, pp. 5840-5843, 2019.
6. A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, A. V. Velasco, A. Ortega-Moñux, P. Cheben and R. Halir, "Design of a broadband polarization splitter based on anisotropy-engineered tilted subwavelength gratings," *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, pp. 1-8, 2019.
7. J. M. Luque-González, A. Herrero-Bermello, A. Ortega-Moñux, I. Molina-Fernández, A. V. Velasco, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang, and R. Halir, "Tilted subwavelength gratings: controlling anisotropy in metamaterial nanophotonic waveguides," *Optics Letters*, vol. 43, pp. 4691-4694, 2018.
8. D. González-Andrade, J. G. Wangüemert-Pérez, A. V. Velasco, A. Ortega-Moñux, A. Herrero-Bermello, I. Molina-Fernández, R. Halir, and P. Cheben, "Ultra-broadband mode converter and multiplexer based on sub-wavelength structures," *IEEE Photonics Journal*, vol. 10, pp. 1-10, 2018.

9. A. Herrero-Bermello, A. V. Velasco, H. Podmore, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Janz, M. L. Calvo, D. X. Xu, A. Scott, and P. Corredera, "Temperature dependence mitigation in stationary Fourier-transform on-chip spectrometers," *Optics Letters*, vol. 42, pp. 2239-2242, 2017.

## A.2. Congresos científicos internacionales y nacionales

### Presentaciones orales (\*autor que presenta la contribución)

1. A. Herrero-Bermello, J. Li, M. Khazaei, Y. Grinberg, A. V. Velasco, M. Vachon, P. Cheben, L. Stankovic, V. Stankovic, D.-X. Xu, J. H. Schmid, and C. Alonso-Ramos\*, "Smart on-chip Fourier-transform spectrometers harnessing machine learning algorithms," *SPIE Photonics West*, San Francisco, Estados Unidos, Febrero 2020.
2. I. Molina-Fernández\*, J. G. Wangüemert-Pérez, A. Ortega-Moñux, R. Halir, J. de Oliva Rubio, A. Sánchez-Póstigo, J. M. Luque-González, A. Hadij-Elhouati, D. Pererira-Martín, D. González-Andrade, A. V. Velasco, A. Herrero-Bermello, J. H. Schmid, P. Cheben, and J. Ctyroky, "Silicon subwavelength waveguiding devices," *SPIE Photonics West*, San Francisco, Estados Unidos, Febrero 2020.
3. I. Molina-Fernández\*, J. G. Wangüemert-Pérez, A. Ortega-Moñux, R. Halir, J. de Oliva Rubio, A. Sánchez-Póstigo, J. M. Luque-González, A. Hadij-Elhouati, D. Pererira-Martín, D. González-Andrade, A. V. Velasco, A. Herrero-Bermello, J. H. Schmid, P. Cheben, and J. Ctyroky, "Subwavelength grating metamaterial structures for integrated photonics," *SPIE Photonics West*, San Francisco, Estados Unidos, Febrero 2020.
4. U. A. Korai\*, A. Herrero-Bermello, M. J. Strain, I. Glesk, and A. V. Velasco, "Athermal interferometer based on tailored subwavelength metamaterials for on-chip microspectrometry," *2nd IEEE British and Irish Conference on Optics and Photonics (BICOP)*, Londres, Reino Unido, Diciembre 2019.
5. P. Cheben\*, J. H. Schmid, D.-X. Xu, S. Janz, D. Melati, S. Wang, M. Vachon, J. Lapointe, Y. Grinberg, M. K. Dezfouli, R. Cheriton, R. Halir, J. G. Wangüemert-Pérez, A. Ortega-Moñux, A. Sanchez Postigo, I. Molina Fernandez, J. M. Luque-González, D. Pereira-Martín, A. Hadij Elhouati, P. Ginel Moreno, J. Ctyroky, G. Mashanovich, J. Penades, M. Nedjelkovic, F. Gardes, C. Lacava, T. Bucio, C. Alonso-Ramos, D. Benedikovic, L. Vivien, J. Litvik, M. Dado, J. Mullerova, A. V. Velasco, D. González-Andrade, A. Herrero-Bermello, W. Ye, H. Podmore, and A. Scott, "Metamaterial integrated photonics," *SPIE ANZCOP*, Melbourne, Australia, Diciembre 2019.
6. A. Herrero-Bermello\*, A. V. Velasco, P. Cheben, A. Delâge, J. H. Schmid, S. Janz, M. L. Calvo, D.-X. Xu, and P. Corredera, "Fourier Transform integrated microspectrometers," *4th SENSIBLE Workshop on Photonics and Sensing, MSCA RISE - SENSIBLE*, Madrid, España, Octubre 2019.
7. P. Cheben\*, J.H. Schmid, R. Halir, C. Alonso-Ramos, D. Benedikovic, A. Sánchez-Postigo, J.M. Luque-González, D. González-Andrade, D. Pereira-Martín, J.

- Čtyroký, D. Melati, Y. Grinberg, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández, A. V. Velasco, A. Herrero-Bermello, J. Lapointe, S. Janz, D.-X. Xu, R. Cheriton, M. Kamandar Dezfouli, S. Wang, M. Vachon, L. Vivien, W. N. Ye, J. Litvák and M. Dado, "Recent advances in metamaterial integrated photonics," *IEEE Photonics Conference (IPC)*, San Antonio, Estados Unidos, Septiembre 2019. (Invitada)
8. A. Herrero-Bermello\*, D. González-Andrade, A. V. Velasco, "Designing high performance devices in silicon using subwavelength structures," *OSA Technical Group webinar*, Madrid, España, Septiembre 2019.
  9. R. Halir\*, J. M. Luque-González, A. Sánchez-Postigo, A. Herrero-Bermello, D. González-Andrade, A. Hadij-El-Houati, J. Leuermann, D. Pereira-Martín, A. Ortega-Moñux, J. Čtyroký, G. Wangüemert-Pérez, A. V. Velasco, M. Sánchez-Rodríguez, J. de-Oliva-Rubio, J. H. Schmid, J. Soler Penadés, M. Nedeljkovic, G. Z. Mashanovich, P. Cheben, and Í. Molina-Fernández, "Practical metamaterial photonics," *IEEE 16th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, Singapur, Agosto 2019. (Invitada)
  10. P. Cheben\*, C. Alonso-Ramos, R. Halir, J. H. Schmid, J. Čtyroký, D. Benedikovic, A. Ortega-Moñux, A. Sánchez-Postigo, D. González-Andrade, J. G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández, A. V. Velasco, A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, D. Pereira-Martín, J. Lapointe, S. Janz, D.-X. Xu, D. Melati, Y. Grinberg, S. Wang, M. Vachon, M. Kamandar Dezfouli, R. Cheriton, V. Vakarín, M. Dado, D. Oser, F. Mazeas, D. Pérez-Galacho, X. Le Roux, E. Durán-Valdeiglesias, L. Labonte, S. Tanzilli, E. Cassan, D. Marris-Morini, W. N. Ye, and L. Vivien, "Subwavelength metamaterial nanophotonic waveguide devices," *OSA Photonic Networks and Devices*, Burlingame, California, Estados Unidos, Julio 2019. (Invitada)
  11. R. Halir\*, J. M. Luque-González, A. Sánchez-Postigo, A. Herrero-Bermello, D. González-Andrade, A. Hadij-El-Houati, J. Leuermann, D. Pereira-Martín, A. Ortega-Moñux, J. Čtyroký, G. Wangüemert-Pérez, A. V. Velasco, M. Sánchez-Rodríguez, J. De-Oliva-Rubio, J. H. Schmid, J. Soler Penadés, M. Nedeljkovic, G. Z. Mashanovich, P. Cheben, and I. Molina-Fernández, "High performance silicon photonic devices based on practical metamaterials," *Optoelectronics and Communications Conference and International Conference on Photonics in Switching and Computing (OECC/PSC)*, Fukuoka, Japón, Julio 2019. (Invitada)
  12. P. Cheben\*, C. Alonso-Ramos, R. Halir, J. Schmid, J. Čtyroký, D. Benedikovic, A. Ortega-Moñux, A. Sánchez-Postigo, D. González-Andrade, G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández, A. V. Velasco, A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, D. Pereira-Martín, J. Lapointe, S. Janz, D.-X. Xu, D. Melati, Y. Grinberg, S. Wang, M. Vachon, M. Kamandar Dezfouli, R. Cheriton, V. Vakarín, M. Dado, D. Oser, and F. Mazeas, "Recent advances in subwavelength metamaterial silicon photonics," *International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics (META)*, Lisboa, Portugal, Julio 2019. (Invitada)
  13. C. Alonso-Ramos\*, P. Cheben, R. Halir, J. H. Schmid, J. Čtyroký, D. Benedikovic, A. Ortega-Moñux, A. Sánchez-Postigo, D. González-Andrade, J. G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández, A. V. Velasco, A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, D. Pereira-Martín, J. Lapointe, S. Janz, D.-X. Xu, D. Melati, Y. Grinberg,

- S. Wang, M. Vachon, M. Kamandar Dezfouli, R. Cheriton, V. Vakarin, M. Dado, D. Oser, F. Mazeas, D. Pérez-Galacho, X. Le Roux, E. Durán-Valdeiglesias, L. Labonte, S. Tanzilli, E. Cassan, D. Marris-Morini, and L. Vivien, "Recent advances on nanostructures metamaterial silicon photonics," *Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS)*, Roma, Italia, Junio 2019. (Invitada)
14. P. Cheben\*, J.H. Schmid, R. Halir, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández, A. Sánchez-Postigo, J.M. Luque-González, D. Pereira-Martín, J. Čtyroký, D. González-Andrade, A. V. Velasco, A. Herrero-Bermello, C. Alonso-Ramos, D. Benedikovic, J. Lapointe, S. Janz, D.-X. Xu, D. Melati, Y. Grinberg, M. Kamandar Dezfouli, R. Cheriton, S. Wang, M. Vachon, V. Vakarin, L. Vivien, J. Litvák and M. Dado, "Metamaterial integrated photonics," *Photonics North*, Quebec, Canadá, Mayo 2019. (Invitada)
  15. I. Molina-Fernández\*, R. Halir, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, A. Sánchez-Postigo, J. M. Luque-González, D. Pereira-Martín, P. Cheben, J. H. Schmid, J. Lapointe, S. Janz, D.-X. Xu, D. Melati, Y. Grinberg, J. Čtyroký, D. González-Andrade, A. V. Velasco and A. Herrero-Bermello, "Molding the flow of light through subwavelength devices," *Photonics North*, Quebec, Canadá, Mayo 2019. (Invitada)
  16. J. M. Luque-González\*, A. Herrero-Bermello, A. Ortega-Moñux, Í. Molina-Fernández, A. V. Velasco, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang and R. Halir, "Controlling birefringence in silicon photonics SWG waveguides," *XXVII International Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM)*, Málaga, España, Mayo 2019.
  17. R. Halir\*, A. Sánchez-Postigo, J. M. Luque-González, A. Herrero-Bermello, J. Leuermann, A. Ortega-Moñux, G. Wangüemert-Pérez, A. V. Velasco, J. de-Oliva-Rubio, J. H. Schmid, P. Cheben, J. Soler Penadés, M. Nedeljkovic, G. Z. Mashanovich and Í. Molina-Fernández, "Subwavelength gratings: from basic physics to state-of-the-art-devices," *XXVII International Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM)*, Málaga, España, Mayo 2019. (Invitada)
  18. R. Halir\*, A. Sánchez-Postigo, J. M. Luque-González, A. Herrero-Bermello, J. Leuermann, A. Ortega-Moñux, G. Wangüemert-Pérez, A. V. Velasco, J. de-Oliva-Rubio, J. H. Schmid, P. Cheben, J. Soler Penadés, M. Nedeljkovic, G. Z. Mashanovich, and I. Molina-Fernández, "Silicon high performance devices using subwavelength structures," *European Conference in Integrated Optics (ECIO)*, Gante, Bélgica, Abril 2019. (Invitada)
  19. J. M. Luque-González\*, A. Herrero-Bermello, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, J. de-Oliva-Rubio, I. Molina-Fernández, A. V. Velasco, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang and R. Halir, "Anisotropy in subwavelength grating metamaterial: modeling and potential applications," *European Conference in Integrated Optics (ECIO)*, Gante, Bélgica, Abril 2019.
  20. J. M. Luque-González\*, A. Herrero-Bermello, A. Ortega-Moñux, I. Molina-Fernández, A. V. Velasco, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang, and R. Halir, "Designing polarization management devices by tilting subwavelength grating structures," *SPIE Optics+Optoelectronics*, Praga, República Checa, Abril 2019.

21. P. Cheben\*, R. Halir, J.H. Schmid, J. Čtyroký, D. Benedikovic, C. Alonso-Ramos, A. Ortega-Moñux, A. Sánchez-Postigo, D. González-Andrade, J. G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández, A. V. Velasco, A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, D. Pereira-Martín, J. Lapointe, S. Janz, D. X. Xu, D. Melati, Y. Grinberg, S. Wang, M. Vachon, V. Vakarin, L. Vivien, J. Livik, W. Ye, and M. Dado, "Subwavelength silicon photonics," *SPIE Photonics West*, San Francisco, Estados Unidos, Febrero 2019. (Invitada)
22. A. V. Velasco\*, D. González-Andrade, A. Herrero-Bermello, A. Dias-Ponte, J. G. Wangüemert-Pérez, A. Ortega-Moñux, I. Molina-Fernández, R. Halir, J. M. Luque-González, and P. Cheben, "Subwavelength silicon photonic metamaterials for mode multiplexing and polarization control," *SPIE Photonics West*, San Francisco, Estados Unidos, Febrero 2019. (Invitada)
23. R. Halir\*, J. M. Luque-González, A. Herrero-Bermello, D. González-Andrade, A. Sánchez-Postigo, J. G. Wangüemert-Pérez, J. Čtyroky, A. V. Velasco, I. Molina-Fernández, J. H. Schmid, J. Soler-Penades, M. Nedeljkovic, G. Mashanovich, A. Ortega-Moñux, "Designing high performance devices with silicon subwavelength structures," *European Optical Society Biennial Meeting (EOSAM)*, Delft, Países Bajos, Octubre 2018. (Invitada)
24. P. Cheben\*, R. Halir, J. H. Schmid, J. Čtyroky, D. Benedikovic, C. Alonso-Ramos, A. Ortega-Moñux, A. Sánchez-Postigo, D. González-Andrade, J. G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández, A. V. Velasco, A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, D. Pereira-Martín, J. Lapointe, S. Janz, D.-X. Xu, D. Melati, Y. Grinberg, S. Wang, M. Vachon, V. Vakarin, L. Vivien, J. Litvák, J. Müllerová, and M. Dado, "Subwavelength Silicon Photonic Metamaterial Waveguide Devices," *European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Roma, Italia, Septiembre 2018. (Invitada)
25. R. Halir\*, A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, A. Ortega-Moñux, G. Wangüemert-Pérez, A. V. Velasco, J. H. Schmid, P. Cheben, and I. Molina-Fernández, "Designing anisotropy with waveguide subwavelength structures," *International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, Bucarest, Rumanía, Julio 2018. (Invitada)
26. A. V. Velasco, A. Herrero-Bermello\*, P. Cheben, A. Delâge, J. H. Schmid, S. Janz, M. L. Calvo, D. X. Xu, and P. Corredera, "Fourier-Transform Spectrometer chip in Silicon Microphotonic waveguides," *PHOTIND EMPIR European Project, SPIE Photonics Europe*, Estrasburgo, Francia, Abril 2018.
27. A. Herrero-Bermello\*, J. M. Luque-González, A. V. Velasco, A. Ortega-Moñux, P. Cheben, and R. Halir, "High efficiency polarization beam splitter based-on anisotropy engineered MMI," *SPIE Photonics Europe*, Estrasburgo, Francia, Abril 2018.
28. D. González-Andrade\*, J. G. Wangüemert-Pérez, A. V. Velasco, A. Ortega-Moñux, A. Herrero-Bermello, I. Molina-Fernández, R. Halir, and P. Cheben, "Subwavelength engineered ultrabroadband mode multiplexer," *SPIE Photonics Europe*, Estrasburgo, Francia, Abril 2018.

29. A. Herrero-Bermello\*, “¿Cómo es hacer la tesis en el IO-CSIC? Experiencias de actuales y antiguos estudiantes de doctorado del IO,” *Curso de Introducción a la Investigación en Óptica*, Instituto de Óptica ‘Daza de Valdés’, Madrid, España, Abril 2018.
30. A. Herrero-Bermello\*, A. V. Velasco, P. Cheben, A. Delâge, J. H. Schmid, S. Janz, M. L. Calvo, D. X. Xu, and P. Corredera, “Integrated photonic devices based on subwavelength technology,” *CEMDATIC Talks, Functional Materials and Advanced Devices*, ETSI Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid (UPM), Madrid, España, Febrero 2018.
31. P. Cheben\*, H. Podmore, A. Herrero-Bermello, A.V. Velasco, J.H. Schmid, A. Scott, M. Vachon, R. Lee, M. L. Calvo, D. X. Xu, S. Janz, and P. Corredera, “Recent advances in on-chip Fourier transform spectrometers,” *International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, Gerona, España, Julio 2017.
32. A. Herrero-Bermello\*, “¿Cómo es hacer la tesis en el IO-CSIC? Experiencias de actuales y antiguos estudiantes de doctorado del IO,” *Curso de Introducción a la Investigación en Óptica*, Instituto de Óptica ‘Daza de Valdés’, Madrid, España, Abril 2017.
33. A. V. Velasco, A. Herrero-Bermello\*, and P. Cheben, “Fourier-Transform spectrometer chip in silicon microphotonic waveguides,” *10th Annual Meeting Photonic Devices*, Zuse Institute Berlin, Berlín, Alemania, Febrero 2017. (Invitada)
34. A. Herrero-Bermello\*, A. V. Velasco, P. Cheben, A. Delâge, J. H. Schmid, S. Janz, M. L. Calvo, D. X. Xu, and P. Corredera, “Athermalization of silicon-waveguide Fourier-transform microspectrometers,” *IOSA scientific seminars for social networking*, Instituto de Óptica ‘Daza de Valdés’, CSIC, Madrid, España, Septiembre 2016.
35. A. Herrero-Bermello\*, A. V. Velasco, P. Cheben, A. Delâge, J. H. Schmid, S. Janz, M. L. Calvo, D. X. Xu, and P. Corredera, “Athermalization of silicon-waveguide Fourier-transform microspectrometers,” *XXXI Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI)*, Madrid, España, Septiembre 2016.
36. A. V. Velasco\*, P. Cheben, M. L. Calvo, P. J. Bock, A. Delâge, J. H. Schmid, J. Lapointe, S. Janz, D. X. Xu, M. Florjańczyk, M. Vachon, M. Nedeljkovic, A. Z. Khokhar, G. Z. Mashanovich, A. Herrero-Bermello, and P. Corredera, “Fourier-transform on-chip microspectrometers,” *Photonics and Electromagnetics Research Symposium (PIERS)*, Shangai, China, Agosto 2016.
37. A. V. Velasco\*, P. J. Bock, P. Cheben, J. H. Schmid, A. Delâge, M. Florjanczyk, J. Lapointe, D.-X. Xu, M. Vachon, S. Janz, M. L. Calvo, A. Herrero-Bermello, and Pedro Corredera, “Subwavelength grating engineered metamaterial waveguide structures for silicon photonic integrated circuits,” *International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics (META)*, Málaga, España, Julio 2016.
38. A. V. Velasco\*, P. Cheben, M. L. Calvo, P. J. Bock, A. Delâge, J. H. Schmid, J. Lapointe, S. Janz, D. X. Xu, M. Florjańczyk, M. Vachon, M. Nedeljkovic, A. Z. Khokhar, G. Z.



Mashanovich, A. Herrero-Bermello, and P. Corredera, "Advances in silicon photonics: Exploiting subwavelength engineered metamaterials," *Photonics North*, Quebec, Canadá, Mayo 2016.

## Posters

1. A. Herrero-Bermello\*, D. González-Andrade, and A. V. Velasco, "Recent advances in integrated Fourier Transform microspectrometry," *4ª FERIA DE OTOÑO SINFOTON2-CM, Sensores e instrumentación en tecnologías fotónicas*, Madrid, España, Octubre 2019.
2. D. González-Andrade\*, A. Herrero-Bermello, A. V. Velasco, "Recent advances in silicon photonics devices enhanced through subwavelength metamaterials," *4ª FERIA DE OTOÑO SINFOTON2-CM, Sensores e instrumentación en tecnologías fotónicas*, Madrid, España, Octubre 2019.
3. A. Herrero-Bermello, J. L. De Miguel, A. V. Velasco, J. Galindo-Santos, and P. Corredera\*, "Calibración de resolución espacial y error de medida en sensores distribuidos de temperatura sobre fibra óptica," *Congreso Español de Metrología*, Cádiz, España, Junio 2017.
4. A. Herrero-Bermello\*, A. V. Velasco, and P. Corredera, "Dispositivos fotónicos para espectroscopía integrada," *2ª FERIA DE OTOÑO SINFOTON-CM, Sensores e instrumentación en tecnologías fotónicas*, Madrid, España, Octubre 2016.
5. A. Herrero-Bermello\*, A. V. Velasco, P. Cheben, A. Delâge, J. H. Schmid, S. Janz, M. L. Calvo, D. X. Xu, and P. Corredera, "Passive thermal compensation in Fourier-transform waveguide microspectrometers," *Photonics North*, Quebec, Canadá, Mayo 2016.
6. A. Herrero-Bermello, J. A. Nóvoa López, J. Troncoso, R. de la Fuente, H. Michinel, and E. López Lago\*, "Chromatic dispersion in ionic liquids," *23rd ICO*, Santiago de Compostela, España, Agosto, 2014.
7. A. Herrero-Bermello, E. López Lago\*, Raúl de la Fuente, J. R. Rodríguez, L.M. Varela, O. Cabeza, M. Vilas, and E. Tojo, "Refractive index dispersion in pure ionic liquids," *EUCHEM*, Tallin, Estonia, Julio 2014.

## A.3. Patentes

1. Título de la propiedad intelectual registrada: GUÍA DE ONDA, MÉTODO DE FABRICACIÓN DE DICHA GUÍA DE ONDA Y DIVISOR DE POLARIZACIÓN QUE HACE USO DE DICHA GUÍA DE ONDA

Inventores/Autores: R. Halir, J. M. Luque-Fernández, A. Herrero-Bermello, A. Ortega-Moñux, I. Molina-Fernández, J. G. Wangüemert-Pérez, A. V. Velasco

Entidad titular de derechos: Universidad de Málaga, Consejo Superior de Investigaciones Científicas

Número de solicitud: P201830653

País de registro: España, extendido a PCT (PCT/ES2019/070452)

Fecha de registro: 29/06/2018

Licencias: Sí

Empresa: Alcyon Photonics S.L.

Uso exclusivo: Sí

Estado: Aprobada

2. Título de la propiedad intelectual registrada: DIVISIÓN DE POLARIZACIÓN INTEGRADO

Inventores/Autores: A. V. Velasco, A. Herrero-Bermello, P. Corredera, R. Halir, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández

Entidad titular de derechos: Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Universidad de Málaga

Número de solicitud: P201830129

País de registro: España, extendido a PCT (PCT/ES 2019/070031)

Fecha de registro: 13/02/2018

Licencias: Sí

Empresa: Alcyon Photonics S.L.

Uso exclusivo: Sí

Estado: En proceso

## BIBLIOGRAFÍA

- [1] B. H. Stuart, *Infrared spectroscopy: fundamentals and applications*, John Wiley & Sons, 2004.
- [2] P. R. Griffiths and J. A. D. Haseth, *Fourier transform infrared spectrometry*, John Wiley & Sons, 2007.
- [3] B. C. Smith, *Fundamentals of Fourier transform infrared spectroscopy*, CRC press, 2011.
- [4] J. B. Bates, "Fourier transform spectroscopy," *Computers & Mathematics with Applications*, vol. 4, no. 2, pp. 73-84, 1978.
- [5] R. J. Bell, *Introductory Fourier transform spectroscopy*, Academic Press, 1972.
- [6] A. V. Velasco, P. Cheben, P. J. Bock, A. Delâge, J. H. Schmid, J. Lapointe, S. Janz, M. L. Calvo, D. X. Xu, M. Florjanczyk and M. Vachon, "High-resolution Fourier-transform spectrometer chip with microphotonic silicon spiral waveguides," *Optics Letters*, vol. 38, pp. 706-708, 2013.
- [7] R. Uda, K. Yamaguchi, K. Takada and K. Okamoto, "Fabrication of a silica-based complex Fourier-transform integrated-optic spatial heterodyne spectrometer incorporating 120 optical hybrid couplers," *Applied Optics*, vol. 57, pp. 3781-3787, 2018.
- [8] D. M. Kita, B. Miranda, D. Favela, D. Bono, J. Michon, H. Lin, T. Gu and J. Hu, "High-performance and scalable on-chip digital Fourier transform spectroscopy," *Nature Communications*, vol. 9, pp. 1-7, 2018.
- [9] F. Pavanello, A. Vasilev, M. Muneeb and G. Roelkens, "Broadband digital Fourier transform spectrometer for on-chip wavelength monitoring in the 2.3 microns wavelength range," *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, pp. 1-9, 2019.
- [10] Q. Liu, J. M. Ramirez, V. Vakarin, X. L. Roux, C. Alonso-Ramos, J. Frigerio, A. Ballabio, E. T. Simola, D. Bouville, L. Vivien, G. Isella and D. Marris-Morini, "Integrated broadband dual-polarization Ge-rich SiGe mid-infrared Fourier-transform spectrometer," *Optics Letters*, vol. 43, pp. 5021-5024, 2018.
- [11] A. V. Velasco, «Photonic devices based on sol-gel and on silicon,» (Ph.D. dissertation) Universidad Complutense de Madrid, Madrid, Spain, 2013.
- [12] M. C. Souza, A. Grieco, N. C. Frateschi and Y. Fainman, "Fourier transform spectrometer on silicon with thermo-optic non-linearity and dispersion correction," *Nature Communications*, vol. 9, pp. 1-8, 2018.
- [13] J. H. Schmid, M. Ibrahim, P. Cheben, J. Lapointe, S. Janz, P. J. Bock, A. Densmore, B. Lamontagne, R. Ma, W. N. Ye and D. X. Xu, "Temperature-independent silicon subwavelength grating waveguides," *Optics Letters*, vol. 36, pp. 2110-2112, 2011.

- 
- [14] H. Podmore, A. Scott, P. Cheben, C. Sioris, P. Cameron, J. H. Schmid, A. Lohmann, Z. Corriveau and R. Lee, "Athermal planar-waveguide Fourier-transform spectrometer for methane detection," *Optics Express*, vol. 25, pp. 33018-33028, 2017.
  - [15] S. Wu, T. Feng, X. Wang and X. S. Yao, "Polarization beam splitter for silicon-based cross-slot waveguides using an asymmetrical evanescent coupling system," in *2018 Asia Communications and Photonics Conference*, 2018.
  - [16] C. Li and D. Dai, "Compact polarization beam splitter based on a three-waveguide asymmetric coupler with a 340-nm-thick silicon core layer," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 36, pp. 2129-2134, 2018.
  - [17] C. W. Hsu, T. K. Chang, J. Y. Chen and Y. C. Cheng, "8.13  $\mu\text{m}$  in length and CMOS compatible polarization beam splitter based on an asymmetrical directional coupler," *Applied Optics*, vol. 55, pp. 3313-3318, 2016.
  - [18] S. Wu and J. Xiao, "Compact polarization rotator for silicon-based cross-slot waveguides using subwavelength gratings," *Applied Optics*, vol. 56, pp. 4892-4899, 2017.
  - [19] S. T. Lim, C. E. Png and E. A. Ong, "Single mode, polarization-independent submicron silicon waveguides based on geometrical adjustments," *Optics Express*, vol. 15, pp. 11061-11072, 2007.
  - [20] D. X. Xu, P. Cheben, D. Dalacu, A. Delâge, S. Janz, B. Lamontagne, M. J. Picard and W. N. Ye, "Eliminating the birefringence in silicon-on-insulator ridge waveguides by use of cladding stress," *Optics Express*, vol. 29, pp. 2384-2386, 2004.
  - [21] A. Herrero-Bermello, A. V. Velasco, H. Podmore, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Janz, M. L. Calvo, D. X. Xu, A. Scott and P. Corred  ra, "Temperature dependence mitigation in stationary Fourier-transform on-chip spectrometers," *Optics Letters*, vol. 42, pp. 2239-2242, 2017.
  - [22] A. Herrero-Bermello, J. Li, M. Khazaei, Y. Grinberg, A. V. Velasco, M. Vachon, P. Cheben, L. Stankovic, V. Stankovic, D. X. Xu, J. H. Schmid and C. Alonso-Ramos, "On-chip Fourier-transform spectrometers and machine learning: a new route to smart photonic sensors," *Optics Letters*, vol. 44, pp. 5840-5843, 2019.
  - [23] A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, A. V. Velasco, A. Ortega-Mo  ux, P. Cheben and R. Halir, "Design of a broadband polarization splitter based on anisotropy-engineered tilted subwavelength gratings," *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, pp. 1-8, 2019.
  - [24] A. Herrero-Bermello, A. Dias-Ponte, J. M. Luque-González, A. Ortega-Mo  ux, A. V. Velasco, P. Cheben and R. Halir, "Experimental demonstration of metamaterial anisotropy engineering for broadband on-chip polarization beam splitting," *Optics Express*, vol. 28, pp. 16385-16393, 2020.
  - [25] A. Herrero-Bermello, J. M. Luque-González, R. Halir, P. Cheben, A. Ortega-Mo  ux, I. Molina-Fernández and A. V. Velasco, "Zero-birefringence silicon waveguides based on tilted subwavelength metamaterials," *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, pp. 1-8, 2019.

- 
- [26] P. B. Fellgett, "The theory of infra-red sensitivities and its applications to investigations of stellar radiation in the near infra-red," (Ph.D. dissertation) University of Cambridge, Cambridge, UK, 1951.
  - [27] J. W. Cooley and J. W. Tukey, "An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series," *Mathematics of Computation*, vol. 19, pp. 297-301, 1965.
  - [28] G. W. Stroke and A. T. Funkhouser, "Fourier-transform spectroscopy using holographic imaging without computing and with stationary interferometers," *Physics Letters*, vol. 16, pp. 272-274, 1965.
  - [29] A. V. Velasco, P. Cheben, M. Florjanczyk and M. L. Calvo, "Spatial heterodyne Fourier-transform waveguide spectrometers," in *Progress in Optics*, Elsevier, 2014, pp. 159-208.
  - [30] W. N. Ye, D. X. Xu, S. Janz, P. Cheben, M. J. Picard, B. Lamontagne and N. G. Tarr, "Birefringence control using stress engineering in silicon-on-insulator (SOI) waveguides," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, pp. 1308-1318, 2005.
  - [31] I. Puspita and A. M. Hatta, "Birefringence control in silicon wire waveguide by using over-etch," *Indonesian Journal of Electrical Engineering and Informatics*, vol. 5, pp. 125-130, 2017.
  - [32] P. Cheben, D. X. Xu, S. Janz and A. Delage, "Scaling down photonic waveguide devices on the SOI platform," in *International Society for Optics and Photonics*, 2003.
  - [33] J. M. Luque-González, A. Herrero-Bermello, A. Ortega-Moñux, I. Molina-Fernández, A. V. Velasco, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang and R. Halir, "Tilted subwavelength gratings: controlling anisotropy in metamaterial nanophotonic waveguides," *Optics Letters*, vol. 43, pp. 4691-4694, 2018.
  - [34] A. A. Michelson, "On the application of interference methods to spectroscopic measurements," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 31, pp. 338-346, 1891.
  - [35] A. A. Michelson, "On the application of interference methods to spectroscopic measurements," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 34, pp. 280-299, 1892.
  - [36] A. A. Michelson, *Light waves and their uses*, University of Chicago Press, 1903.
  - [37] H. Rubens and R. W. Wood, "Focal isolation of long heat-waves," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 21, pp. 249-261, 1911.
  - [38] M. V. R. K. Murty, "Modification of Michelson interferometer using only one cube-corner prism," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 50, pp. 83-84, 1960.
  - [39] R. S. Sternberg and J. F. James, "A new type of Michelson interference spectrometer," *Journal of Scientific Instruments*, vol. 41, p. 225, 1964.

- 
- [40] J. Connes and P. Connes, "Near-infrared planetary spectra by Fourier spectroscopy. I. Instruments and results," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 56, pp. 896-910, 1966.
- [41] W. H. Steel, "Interferometers for Fourier spectroscopy," in *Aspen International Conference on Fourier Spectroscopy*, 1970.
- [42] H. Rippel and R. Jaacks, "Performance data of the double pendulum interferometer," *Microchimica Acta*, vol. 95, pp. 303-306, 1988.
- [43] P. Haschberger and V. Tank, "Optimization of a Michelson interferometer with a rotating retroreflector in optical design, spectral resolution, and optical throughput," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 10, pp. 2338-2345, 1993.
- [44] J. K. Kauppinen, I. K. Salomaa and J. O. Partanen, "Carousel interferometer," *Applied Optics*, vol. 34, pp. 6081-6085, 1995.
- [45] C. J. Manning, "Smoke and mirrors: ultra-rapid-scan FT-IR spectrometry," in *AIP Conference Proceedings*, 1998.
- [46] P. Bouchareine and P. Connes, "Interféromètre a champ compensé pour spectroscopie par transformation de Fourier," *Journal de Physique*, vol. 24, pp. 134-138, 1963.
- [47] L. Mertz, *Transformations in optics (Book on Fourier transform spectrometry detailing interferometers and programming procedures)*, John Wiley & Sons, 1965.
- [48] W. M. Doyle, B. C. McIntosh and W. L. Clarke, "Refractively scanned interferometers for Fourier transform infrared spectrophotometry," *Applied Spectroscopy*, vol. 34, pp. 599-603, 1980.
- [49] D. H. Martin and E. Puplett, "Polarised interferometric spectrometry for the millimetre and submillimetre spectrum," *Infrared Physics*, vol. 10, pp. 105-109, 1970.
- [50] P. A. R. Ade, A. E. Costley, C. T. Cunningham, C. L. Mok, G. F. Neill and T. J. Parker, "Free-standing grids wound from 5 microns diameter wire for spectroscopy at far-infrared wavelengths," *Infrared Physics*, vol. 19, pp. 599-601, 1979.
- [51] P. L. Polavarapu, *Principles and applications of polarization-division interferometry*, John Wiley & Sons, 1998.
- [52] E. W. Ciurczak, "Revisiting the polarization interferometer," *Spectroscopy*, vol. 20, p. 68, 2005.
- [53] P. Fellgett, "Theory of multiplex interferometric spectrometry," *Journal de Physique et Le Radium*, vol. 19, pp. 187-191, 1958.
- [54] P. Jacquinot, "The luminosity of spectrometers with prisms, gratings, or Fabry-Perot etalons," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 44, pp. 761-765, 1954.
- [55] K. Yu, D. Lee, U. Krishnamoorthy, N. Park and O. Solgaard, "Micromachined Fourier transform spectrometer on silicon optical bench platform," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 130, pp. 523-530, 2006.



- 
- [56] D. Khalil, H. Omran, M. Medhat and M. Saadany, "Miniaturized tunable integrated Mach-Zehnder MEMS interferometer for spectrometer applications," in *International Society for Optics and Photonics*, 2010.
  - [57] O. Manzardo, Y. Petremand and H. P. Herzig, "Micro-sized Fourier spectrometer," in *Diffractive Optics and Micro-Optics*, 2002.
  - [58] P. Cheben, I. Powell, S. Janz and D. X. Xu, "Wavelength-dispersive device based on a Fourier-transform Michelson-type arrayed waveguide grating," *Optics Letters*, vol. 30, pp. 1824-1826, 2005.
  - [59] M. Florjanczyk, C. Alonso-Ramos, P. Bock, A. Bogdanov, P. Cheben, I. Molina-Fernández, S. Janz, B. Lamontagne, A. Ortega-Moñux, A. Scott, K. Sinclair, B. Solheim and D. X. Xu, "Development of a Fourier-transform waveguide spectrometer for space applications," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 44, pp. 549-556, 2012.
  - [60] P. Connes, "Astronomical Fourier spectroscopy," *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 8, pp. 209-230, 1970.
  - [61] P. R. Griffiths, C. T. Foskett and R. Curbelo, "Rapid scan infrared Fourier transform spectroscopy," *Applied Spectroscopy Reviews*, vol. 6, pp. 31-77, 1972.
  - [62] J. M. Harlander, F. L. Roesler and S. Chakrabarti, "Spatial heterodyne spectroscopy: a novel interferometric technique for the FUV," in *International Society for Optics and Photonics*, 1990.
  - [63] J. M. Harlander, F. L. Roesler, J. G. Cardon, C. R. Englert and R. R. Conway, "Shimmer: a spatial heterodyne spectrometer for remote sensing of Earth's middle atmosphere," *Applied Optics*, vol. 41, pp. 1343-1352, 2002.
  - [64] M. L. Junttila, J. Kauppinen and E. Ikonen, "Performance limits of stationary Fourier spectrometers," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 8, pp. 1457-1462, 1991.
  - [65] K. Yoshihara, K. Nakashima and M. Higuchi, "Holographic spectroscopy using a Mach-Zehnder interferometer," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 15, pp. 1169-1170, 1976.
  - [66] T. H. Barnes, "Photodiode array Fourier transform spectrometer with improved dynamic range," *Applied Optics*, vol. 24, pp. 3702-3706, 1985.
  - [67] W. H. Smith, "Digital array scanned interferometers for astronomy," *Experimental Astronomy*, vol. 1, pp. 389-405, 1990.
  - [68] J. B. Rafert, R. G. Sellar and J. H. Blatt, "Monolithic Fourier-transform imaging spectrometer," *Applied Optics*, vol. 34, pp. 7228-7230, 1995.
  - [69] O. R. Dawson and W. M. Harris, "Tunable, all-reflective spatial heterodyne spectrometer for broadband spectral line studies in the visible and near-ultraviolet," *Applied Optics*, vol. 48, pp. 4227-4238, 2009.
  - [70] T. Okamoto, S. Kawata and S. Minami, "Fourier transform spectrometer with a self-scanning photodiode array," *Applied Optics*, vol. 23, pp. 269-273, 1984.
  - [71] M. P. Dierking and M. A. Karim, "Solid-block stationary Fourier-transform spectrometer," *Applied Optics*, vol. 35, pp. 84-89, 1996.

- 
- [72] T. Okamoto, S. Kawata and S. Minami, "A photodiode array Fourier transform spectrometer based on a birefringent interferometer," *Applied Spectroscopy*, vol. 40, pp. 691-695, 1986.
  - [73] J. M. Harlander, R. J. Reynolds and F. L. Roesler, "Spatial heterodyne spectroscopy for the exploration of diffuse interstellar emission lines at far ultraviolet wavelengths," *Astrophysical Journal*, vol. 396, pp. 730-740, 1992.
  - [74] J. M. Harlander, F. L. Roesler, C. R. Englert, J. G. Cardon and J. Wimperis, "Spatial heterodyne spectroscopy for high spectral resolution space-based remote sensing," *Optics and Photonics news*, vol. 15, pp. 46-51, 2004.
  - [75] M. Kaufmann, F. Olschewski, K. Mantel, B. Solheim, G. Shepherd, M. Deiml, J. Liu, R. Song, Q. Chen, O. Wroblowski, D. Wei, Y. Zhu, F. Wagner, F. Loosen, D. Froehlich, T. Neubert, H. Rongen, P. Knieling, P. Toumpas, J. Shan, G. Tang, R. Koppmann and M. Riese, "A highly miniaturized satellite payload based on a spatial heterodyne spectrometer for atmospheric temperature measurements in the mesosphere and lower thermosphere," *Atmospheric Measurement Techniques*, vol. 11, pp. 3861-3870, 2018.
  - [76] C. R. Englert, M. H. Stevens, D. E. Siskind, J. M. Harlander, F. L. Roesler, H. M. Pickett, C. v. Savigny and A. J. Kochenash, "First results from the Spatial Heterodyne Imager for Mesospheric Radicals (SHIMMER): Diurnal variation of mesospheric hydroxyl," *Geophysical Research Letters*, vol. 35, 2008.
  - [77] Q. Cheng, S. Rumley, M. Bahadori and K. Bergman, "Photonic switching in high performance," *Optics Express*, vol. 26, pp. 16022-16043, 2018.
  - [78] C. Minkenberg, N. Kucharewski and G. Rodríguez, "Network architecture in the era of integrated optics," *Journal of Optical Communications and Networking*, vol. 11, 2019.
  - [79] T. Alexoudi, N. Terzenidis, S. Pitris, M. Moralis-Pegios, P. Maniotis, C. Vagionas, C. Mitsolidou, G. Mourgias-Alexandris, G. T. Kanellos, A. Miliou, K. Vysokinos and N. Pleros, "Optics in computing: from photonic network-on-chip to chip-to-chip interconnects and disintegrated architectures," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, pp. 363-379, 2019.
  - [80] G. T. Reed, *Silicon photonics: the state of the art*, John Wiley & Sons, 2008.
  - [81] L. Pavesi and D. J. Lockwood, "Silicon photonics III," in *Topics in Applied Physics*, Springer, 2016.
  - [82] K. Williams, "InP integrated photonics: State of the art and future directions," in *Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC)*, 2017.
  - [83] L. M. Augustin, R. Santos, E. d. Haan, S. Kleijn, P. J. A. Thijs, S. Latkowski, D. Zhao, W. Yao, J. Bolk, H. Ambrosius, S. Mingaleev, A. Richter, A. Bakker and T. Korthorst, "InP-based generic foundry platform for photonics integrated circuits," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 24, pp. 1-10, 2017.
  - [84] K. L. Vodopyanov and Y. H. Avetisyan, "Optical terahertz wave generation in a planar GaAs waveguide," *Optics Letters*, vol. 33, pp. 2314-2316, 2008.

- 
- [85] Y. A. Vlasov and S. J. McNab, "Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends," *Optics Express*, vol. 12, pp. 1622-1631, 2004.
  - [86] H. Tanaka, M. Suzuki, M. Usami, H. Taga, S. Yamamoto and Y. Matsushima, "5-Gb/s performance of integrated light source consisting of  $\lambda/4$ -shifted DFB laser and EA modulator with SI InP BH structure," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, pp. 1357-1362, 1990.
  - [87] G. Z. Mashanovich, C. J. Mitchell, J. S. Penades, A. Z. Khokhar, C. G. Littlejohns, W. Cao, Z. Qu, S. Stankovic, F. Y. Gardes, T. B. Masaud, H. M. H. Chong, V. Mittal, G. S. Murugan, J. S. Wilkinson, A. C. Peacock and M. Nedeljkovic, "Germanium Mid-Infrared Photonic Devices," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, pp. 624-630, 2016.
  - [88] X. Wang and J. Liu, "Emerging technologies in Si active photonics," *Journal of Semiconductors*, vol. 39, 2018.
  - [89] S. Abel, T. Stöferle, C. Marchiori, D. Caimi, L. Czornomaz, M. Stuckelberger, M. Sousa, B. J. Offrein and J. Fompeyrine, "A hybrid barium titanate-silicon photonics platform for ultraefficient electro-optic tuning," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 34, pp. 1688-1693, 2016.
  - [90] A. H. Hosseinnia, M. Sodagar, H. Moradinejad, T. Fan, A. A. Eftekhar and A. Adibi, "High-speed active devices integrated in hybrid silicon on silicon nitride platform," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2017.
  - [91] Q. Wilmart, D. Fowler, C. Sciancalepore, K. Hassan, S. Plantier, L. Adelmini, S. Garcia, D. Robin-Brosse, S. Malhouitre and S. Oliver, "A hybrid SOI/SiN photonic platform for high-speed and temperature-insensitive CWDM optical transceivers," in *International Society for Optics and Photonics*, 2018.
  - [92] A. Li, Q. Huang and W. Bogaerts, "Design of a single all-silicon ring resonator with a 150 nm free spectral range and a 100 nm tuning range around 1550 nm," *Photonics Research*, vol. 4, pp. 84-92, 2016.
  - [93] A. Li, T. V. Vaerenbergh, P. D. Heyn, P. Bienstman and W. Bogaerts, "Backscattering in silicon microring resonators: a quantitative analysis," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 10, pp. 420-431, 2016.
  - [94] G. Son, S. Han, J. Park, K. Kwon and K. Yu, "High-efficiency broadband light coupling between optical fibers and photonic integrated circuits," *Nanophotonics*, vol. 7, p. 1845-1864, 2018.
  - [95] Z. Hu, A. Glidle, C. N. Ironside, M. Sorel, M. J. Strain, J. Cooper and H. Yin, "Integrated microspectrometer for fluorescence based analysis in a microfluidic format," *Lab on a Chip*, vol. 12, pp. 2850-2857, 2012.
  - [96] B. I. Akca, B. Povazay, A. Alex, K. Wörhoff, R. M. d. Ridder, W. Drexler and M. Pollnau, "Miniature spectrometer and beam splitter for an optical coherence tomography on a silicon chip," *Optics Express*, vol. 21, pp. 16648-16656, 2013.
  - [97] A. Stoll, Z. Zhang, R. Haynes and M. Roth, "High-resolution arrayed-waveguide-gratings in astronomy: Design and fabrication challenges," *Photonics*, vol. 4, p. 30, 2017.

- 
- [98] Q. Han, J. St-Yves, Y. Chen, M. Ménard and W. Shi, "Polarization-insensitive silicon nitride arrayed waveguide grating," *Optics Letters*, vol. 44, pp. 3976-3979, 2019.
  - [99] P. Cheben, J. H. Schmid, A. Delâge, A. Densmore, S. Janz, J. L. B. Lamontagne, E. Post, P. Waldron and D. X. Xu, "A high-resolution silicon-on-insulator arrayed waveguide grating microspectrometer with submicrometer aperture waveguides," *Optics Express*, vol. 15, pp. 2299-2306, 2007.
  - [100] P. Gatkine, S. Veilleux, Y. Hu, J. Bland-Hawthorn and M. Dagenais, "Arrayed waveguide grating spectrometers for astronomical applications: new results," *Optics Express*, vol. 25, pp. 17918-17935, 2017.
  - [101] E. Ryckeboer, A. Gassenq, M. Muneeb, N. Hattasan, S. Pathak, L. Cerutti, J. B. Rodríguez, E. Tournié, W. Bogaerts, R. Baets and G. Roelkens, "Silicon-on-insulator spectrometers with integrated GaInAsSb photodiodes for wide-band spectroscopy from 1510 to 2300 nm," *Optics Express*, vol. 21, pp. 6101-6108, 2013.
  - [102] N. Cvetojevic, N. Jovanovic, J. Lawrence, M. Withford and J. Bland-Hawthorn, "Developing arrayed waveguide grating spectrographs for multi-object astronomical spectroscopy," *Optics Express*, vol. 20, pp. 2062-2072, 2012.
  - [103] E. J. Stanton, N. Volet and J. E. Bowers, "Low-loss demonstration and refined characterization of silicon arrayed waveguide gratings in the near-infrared," *Optics Express*, vol. 25, pp. 30651-30663, 2017.
  - [104] X. Ma, M. Li and J. He, "CMOS-compatible integrated spectrometer based on echelle diffraction grating and MSM photodetector array," *IEEE Photonics Journal*, vol. 5, 2013.
  - [105] S. Xie, Y. Meng, J. Bland-Hawthorn, S. Veilleux and M. Dagenais, "Silicon nitride/silicon dioxide echelle grating spectrometer for operation near 1.55  $\mu\text{m}$ ," *IEEE Photonics Journal*, vol. 10, pp. 1-7, 2018.
  - [106] Y. Wang, J. Luo, K. Sun, B. Roth and Z. Zhang, "Integrated echelle gratings as compact spectrometer for VIS and NIR astronomy," in *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference*, 2019.
  - [107] K. Ma, K. Chen, N. Zhu, L. Liu and S. He, "High-resolution compact on-chip spectrometer based on an echelle grating with densely packed waveguide array," *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, pp. 1-7, 2018.
  - [108] J. Brouckaert, G. Roelkens, S. Selvaraja, W. Bogaerts, P. Dumon, S. Verstuyft, Z. Yu, D. V. Thourhout and R. Baets, "Miniature integrated spectrometer fabricated on a silicon-on-insulator substrate," in *1st Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, 2008.
  - [109] P. J. Bock, P. Cheben, J. H. Schmid, A. V. Velasco, A. Delâge, S. Janz, D. X. Xu, J. Lapointe, T. J. Hall and M. L. Calvo, "Demonstration of a curved sidewall grating demultiplexer on silicon," *Optics Express*, vol. 20, pp. 19882-19892, 2012.
  - [110] Z. Xia, A. A. Eftekhari, M. Soltani, B. Momeni, Q. Li, M. Chamanzar, S. Yegnanarayanan and A. Adibi, "High resolution on-chip spectroscopy based on

- 
- miniaturized microdonut resonators," *Optics Express*, vol. 19, pp. 12356-12364, 2011.
- [111] A. Nitkowski, L. Chen and M. Lipson, "Cavity-enhanced on-chip absorption spectroscopy using microring resonators," *Optics Express*, vol. 16, pp. 11930-11936, 2008.
- [112] S. Zheng, H. Cai, Y. D. Gu, L. K. Chin and A. Q. Liu, "High-resolution on-chip spectrometer with a tunable micro-ring resonator filter," in *CLEO: Applications and Technology*, 2016.
- [113] M. Florjanczyk, P. Cheben, S. Janz, A. Scott, B. Solheim and D. X. Xu, "Multiaperture planar waveguide spectrometer formed by arrayed Mach-Zehnder interferometers," *Optics Express*, vol. 15, pp. 18176-18189, 2007.
- [114] B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Grosa, P. Kern, L. Jocou and E. L. Coarer, "Realization of the compact static Fourier transform spectrometer LLIFTS in glass integrated optics," *Optics Letters*, vol. 34, pp. 2291-2293, 2009.
- [115] X. Nie, E. Ryckeboer, G. Roelkens and R. Baets, "CMOS-compatible broadband co-propagative stationary Fourier transform spectrometer integrated on a silicon nitride photonics platform," *Optics Express*, vol. 25, pp. A409-A418, 2017.
- [116] N. K. Fontaine, K. Okamoto, T. Su and S. J. B. Yoo, "Fourier-transform, integrated-optic spatial heterodyne spectrometer on a silica-based planar waveguide with 1 GHz resolution," *Optics Letters*, vol. 36, pp. 3124-3126, 2011.
- [117] J. Li, D. Lu and Z. Qi, "A prototype stationary Fourier transform spectrometer for near-infrared absorption spectroscopy," *Applied Spectroscopy*, vol. 69, pp. 1112-1117, 2015.
- [118] S. D'Agostino, "Hertz's researches on electromagnetic waves," *Historical Studies in the Physical Sciences*, vol. 6, pp. 261-323, 1975.
- [119] I. E. Tamm and V. L. Ginzburg, "Theory of electromagnetic processes in a layered core," *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser.*, vol. 7, pp. 30-51, 1943.
- [120] L. Rayleigh, "On the influence of obstacles arranged in rectangular order upon the properties of a medium," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 34, pp. 481-502, 1892.
- [121] E. B. Grann, M. G. Moharam and D. A. Pommet, "Artificial uniaxial and biaxial dielectrics with use of two-dimensional subwavelength binary gratings," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 11, pp. 2695-2703, 1994.
- [122] C. G. Bernhard and W. H. Miller, "A corneal nipple pattern in insect compound eyes," *Acta Physiologica Scandinavica*, vol. 56, pp. 385-386, 1962.
- [123] P. B. Clapham and M. C. Hutley, "Reduction of lens reflexion by the "Moth Eye" principle," *Nature*, vol. 244, pp. 281-282, 1973.
- [124] M. E. Motamedi, W. H. Southwell and W. J. Gunning, "Antireflection surfaces in silicon using binary optics technology," *Applied Optics*, vol. 31, pp. 4371-4376, 1992.

- 
- [125] S. Rytov, "Electromagnetic properties of a finely stratified medium," *Soviet Physics JEPT*, vol. 2, pp. 466-475, 1956.
  - [126] P. Cheben, D. X. Xu, S. Janz and A. Densmore, "Subwavelength waveguide grating for mode conversion and light coupling in integrated optics," *Optics Express*, vol. 14, pp. 4695-4702, 2006.
  - [127] G. Floquet, "Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques," *Annales scientifiques de l'É.N.S.*, vol. 12, pp. 47-88, 1883.
  - [128] F. Bloch, "Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern," *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, vol. 52, pp. 555-600, 1929.
  - [129] P. J. Bock, P. Cheben, J. H. Schmid, J. Lapointe, A. Delâge, S. Janz, G. C. Aers, D. X. Xu, A. Densmore and T. J. Hall, "Subwavelength grating periodic structures in silicon-on-insulator: a new type of microphotonic waveguide," *Optics Express*, vol. 18, pp. 20251-20262, 2010.
  - [130] A. Nanotools, "<https://www.appliednt.com/>," [Online].
  - [131] R. Halir, P. J. Bock, P. Cheben, A. Ortega-Moñux, C. Alonso-Ramos, J. H. Schmid, J. Lapointe, D. X. Xu, J. G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández and S. Janz, "Waveguide sub-wavelength structures: a review of principles and applications," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 9, pp. 25-49, 2015.
  - [132] P. Cheben, R. Halir, J. H. Schmid, H. A. Atwater and D. R. Smith, "Subwavelength integrated photonics," *Nature*, vol. 560, pp. 565-572, 2018.
  - [133] M. Ibrahim, J. H. Schmid, A. Aleali, P. Cheben, J. Lapointe, S. Janz, P. J. Bock, A. Densmore, B. Lamontagne, R. Ma, D. X. Xu and W. N. Ye, "Athermal silicon waveguides with bridged subwavelength gratings for TE and TM polarizations," *Optics Express*, vol. 20, pp. 18356-18361, 2012.
  - [134] P. J. Bock, P. Cheben, J. H. Schmid, J. Lapointe, A. Delâge, D. X. Xu, S. Janz, A. Densmore and T. J. Hall, "Subwavelength grating crossings for silicon wire waveguides," *Optics Express*, vol. 18, pp. 16146-16155, 2010.
  - [135] T. Fukazawa, T. Hirano, F. Ohno and T. Baba, "Low loss intersection of Si photonics wire waveguides," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 43, p. 646, 2004.
  - [136] W. Bogaerts, P. Dumon, D. V. Thourhout and R. Baets, "Low-loss, low-cross-talk crossings for silicon-on-insulator nanophotonic waveguides," *Optics Letters*, vol. 32, pp. 2801-2803, 2007.
  - [137] A. V. Tsarev, "Efficient silicon wire waveguide crossing with negligible loss and crosstalk," *Optics Express*, vol. 19, pp. 13732-13737, 2011.
  - [138] Y. Ma, Y. Zhang, S. Yang, A. Novack, R. Ding, A. E. Lim, G. Lo, T. Baehr-Jones and M. Hochberg, "Ultralow loss single layer submicron silicon waveguide crossing for SOI optical interconnect," *Optics Express*, vol. 21, pp. 29374-29382, 2013.
  - [139] S. Kwon, M. Kamp, A. Forchel, M. Seo and Y. Lee, "Elimination of cross-talk in waveguide intersections of triangular lattice photonic crystals," *Optics Express*, vol. 16, pp. 11399-11404, 2008.



- 
- [140] J. S. Penades, A. Sánchez-Póstigo, M. Nedeljkovic, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, Y. Xu, R. Halir, Z. Qu, A. Z. Khokhar, A. Osman, W. Cao, C. G. Littlejohns, P. Cheben, I. Molina-Fernández and G. Z. Mashanovich, "Suspended silicon waveguides for long-wave infrared wavelengths," *Optics Letters*, vol. 43, pp. 795-798, 2018.
  - [141] J. Wang, I. Glesk and L. R. Chen, "Subwavelength grating filtering devices," *Optics Express*, vol. 22, pp. 15335-15345, 2014.
  - [142] D. Oser, D. Pérez-Galacho, C. Alonso-Ramos, X. L. Roux, S. Tanzilli, L. Vivien, L. Labonté and E. Cassan, "Subwavelength engineering and asymmetry: two efficient tools for sub-nanometer-bandwidth silicon Bragg filters," *Optics Letters*, vol. 43, pp. 3208-3211, 2018.
  - [143] J. Ctyeoky, J. G. Wangüermert-Pérez, P. Kwiecien, I. Richter, J. Litvik, J. H. Schmid, I. Molina-Fernández, A. Ortega-Moñux, M. Dado and P. Cheben, "Design of narrowband Bragg spectral filters in subwavelength grating metamaterial waveguides," *Optics Express*, vol. 26, pp. 179-194, 2018.
  - [144] M. Gebski, M. Dems, A. Szerling, M. Motyka, L. Marona, R. Kruszka, D. Urbanczyk, M. Walczakowski, N. Palka, A. Wójcik-Jedlinska, Q. J. Wang, D. H. Zhang, M. Bugajski, M. Wasiak and T. Czyszanowski, "Monolithic high-index contrast grating: a material independent high-reflectance VCSEL mirror," *Optics Express*, vol. 23, pp. 11674-11686, 2015.
  - [145] H. T. Hattori, X. Letartre, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, J. L. Leclercq and P. Viktorovith, "Analysis of hybrid photonic crystal vertical cavity surface emitting lasers," *Optics Express*, vol. 11, pp. 1799-1808, 2003.
  - [146] Y. Zhou, M. C. Y. Huang, J. Kern and C. J. Chang-Hasnain, "ery Large Fabrication Tolerance of VCSELs Using High-Contrast Subwavelength Grating," in *Optical Society of America*, 2007.
  - [147] X. Cui, H. Tian, Y. Du, G. Shi and Z. Zhou, "Normal incidence filters using symmetry-protected modes in dielectric subwavelength gratings," *Scientific Reports*, vol. 6, pp. 1-6, 2016.
  - [148] C. F. Mateus, M. C. Huang, P. Li, B. T. Cunningham and C. J. Chang-Hasnain, "Compact label-free biosensor using VCSEL-based measurement system," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, pp. 1712-1714, 2004.
  - [149] U. Levy, M. Nezhad, H. Kim, C. Tsai, L. Pang and Y. Fainman, "Implementation of a graded-index medium by use of subwavelength structures with graded fill factor," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 22, pp. 724-733, 2005.
  - [150] M. Grajower, G. M. Lerman, I. Goykhman, B. Desiatov, A. Yanai, D. R. Smith and U. Levy, "Subwavelength plasmonics for graded-index optics on a chip," *Optics Letters*, vol. 38, pp. 3492-3495, 2013.
  - [151] A. Arbabi, Y. Horie, A. J. Ball, M. Bagheri and A. Faraon, "Subwavelength-thick lenses with high numerical apertures and large efficiency based on high-contrast transmitarrays," *Nature Communications*, vol. 6, pp. 1-6, 2015.
  - [152] J. M. Luque-González, R. Halir, J. G. Wangüemert-Pérez, J. De-Oliva-Rubio, J. H. Schmid, P. Cheben, I. Molina-Fernández and A. Ortega-Moñux, "An

- ultracompact GRIN-lens-based spot size converter using subwavelength grating metamaterials," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 13, 2019.
- [153] P. J. Bock, P. Cheben, J. H. Schmid, A. Delâge, D. X. Xu, S. Janz and T. J. Hall, "Sub-wavelength grating mode transformers in silicon slab waveguides," *Optics Express*, vol. 17, pp. 19120-19133, 2009.
- [154] J. Wang, S. He and D. Dai, "On-chip silicon 8-channel hybrid (de) multiplexer enabling simultaneous mode-and polarization-division-multiplexing," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 8, pp. L18-L22, 2014.
- [155] B. A. Dorin and W. N. Ye, "Two-mode division multiplexing in a silicon-on-insulator ring resonator," *Optics Express*, vol. 22, pp. 4547-4558, 2014.
- [156] H. Chung, K. Lee and S. Tseng, "Short and broadband silicon asymmetric Y-junction two-mode (de) multiplexer using fast quasiadiabatic dynamics," *Optics Express*, vol. 25, pp. 13626-13634, 2017.
- [157] L. Han, S. Liang, H. Zhu, L. Qiao, J. Xu and W. Wang, "Two-mode de/multiplexer based on multimode interference couplers with a tilted joint as phase shifter," *Optics Letters*, vol. 40, pp. 518-521, 2015.
- [158] D. Pérez-Galacho, D. Marris-Morini, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez and L. Vivien, "Add/drop mode-division multiplexer based on a Mach-Zehnder interferometer and periodic waveguides," *IEEE Photonics Journal*, vol. 7, pp. 1-7, 2015.
- [159] Z. Jafari, A. Zarifkar and M. Miri, "Compact fabrication-tolerant subwavelength-grating-based two-mode division (de)multiplexer," *Applied Optics*, vol. 56, pp. 7311-7319, 2017.
- [160] D. González-Andrade, J. G. Wangüemert-Pérez, A. V. Velasco, A. Herrero-Bermello, I. Molina-Fernández, R. Halir and P. Cheben, "Ultra-broadband mode converter and multiplexer based on sub-wavelength structures," *IEEE Photonics Journal*, vol. 10, pp. 1-10, 2018.
- [161] M. Hochberg, T. Baehr-Jones, C. Walker, J. Witzens, L. C. Gunn and A. Scherer, "Segmented waveguides in thin silicon-on-insulator," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 22, pp. 1493-1497, 2005.
- [162] I. Glesk, P. J. Bock, P. Cheben, J. H. Schmid, J. Lapointe and S. Janz, "All-optical switching using nonlinear subwavelength Mach-Zehnder on silicon," *Optics Express*, vol. 19, pp. 14031-14039, 2011.
- [163] A. Ortega-Moñux, L. Zavargo-Peche, A. Maese-Novo, I. Molina-Fernández, R. Halir, J. G. Wangüemert-Pérez, P. Cheben and J. H. Schmid, "High-performance multimode interference coupler in silicon waveguides with subwavelength structures," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, pp. 1406-1408, 2011.
- [164] S. Akiyama, M. Imai, T. Baba, T. Akagawa, N. Hirayama, Y. Noguchi, M. Seki, K. Koshino, M. Toyama, T. Horikawa and T. Usuki, "Compact PIN-diode-based silicon modulator using side-wall-grating waveguide," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 19, pp. 74-84, 2013.
- [165] V. R. Almeida, R. R. Panepucci and M. Lipson, "Nanotaper for compact mode conversion," *Optics Letters*, vol. 28, pp. 1302-1304, 2003.

- 
- [166] K. K. Lee, D. R. Lim, D. Pan, C. Hoepfner, W. Oh, K. Wada, L. C. Kimerling, K. P. Yap and M. T. Doan, "Mode transformer for miniaturized optical circuits," *Optics Letters*, vol. 30, pp. 498-500, 2005.
  - [167] M. Teng, B. Niu, K. Han and M. Qi, "Effect of waveguide surface roughness on the fiber coupling efficiency of inverse tapers," in *Optical Fiber Communication Conference*, 2015.
  - [168] P. Cheben, P. J. Bock, J. H. Schmid, J. Lapointe, S. Janz, D. X. Xu, A. Densmore, A. Delâge, B. Lamontagne and T. J. Hall, "Refractive index engineering with subwavelength gratings for efficient microphotonic couplers and planar waveguide multiplexers," *Optics Letters*, vol. 35, pp. 2526-2528, 2010.
  - [169] D. Taillaert, P. Bienstman and R. Baets, "Compact efficient broadband grating coupler for silicon-on-insulator waveguides," *Optics Letters*, vol. 29, pp. 2749-2751, 2004.
  - [170] R. Halir, P. Cheben, S. Janz, D. X. Xu, I. Molina-Fernández and J. G. Wangemert-Pérez, "Waveguide grating coupler with subwavelength microstructures," *Optics Letters*, vol. 34, pp. 1408-1410, 2009.
  - [171] G. Roelkens, D. V. Thourhout and R. Baets, "High efficiency Silicon-on-Insulator grating coupler based on a poly-Silicon overlay," *Optics Express*, vol. 14, pp. 11622-11630, 2006.
  - [172] D. X. Xu, J. H. Schmid, G. T. Reed, G. Z. Mashanovich, D. J. Thomson, M. Nedeljkovic, X. Chen, D. V. Thourhout, S. Keyvaninia and S. K. Selvaraja, "Silicon photonics integration platform- Have we found the sweet spot?," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, pp. 189-205, 2014.
  - [173] C. Alonso-Ramos, L. Zavargo-Peche, A. Ortega-Moñux, R. Halir, I. Molina-Fernández and P. Cheben, "Polarization-independent grating coupler for micrometric silicon rib waveguides," *Optics Letters*, vol. 37, pp. 3663-3665, 2012.
  - [174] W. S. Zaoui, A. Kunze, W. Vogel, M. Berroth, J. Butschke, F. Letzkus and J. Burghartz, "Bridging the gap between optical fibers and silicon photonic integrated circuits," *Optics Express*, vol. 22, pp. 1277-1286, 2014.
  - [175] T. Aoyagi, Y. Aoyagi and S. Namba, "High-efficiency blazed grating couplers," *Applied Physics Letters*, vol. 29, pp. 303-304, 1976.
  - [176] L. Liu, M. Pu, K. Yvind and J. M. Hvam, "High-efficiency, large-bandwidth silicon-on-insulator grating coupler based on a fully-etched photonic crystal structure," *Applied Physics Letters*, vol. 96, 2010.
  - [177] R. Halir, P. Cheben, J. H. Schmid, R. Ma, D. Bedard, S. Janz, D. X. Xu, A. Densmore, J. Lapointe and I. Molina-Fernández, "Continuously apodized fiber-to-chip surface grating coupler with refractive index engineered subwavelength structure," *Optics Letters*, vol. 35, pp. 3243-3245, 2010.
  - [178] X. Xu, H. Subbaraman, J. Covey, D. Kwong, A. Hosseini and R. T. Chen, "Complementary metal-oxide-semiconductor compatible high efficiency subwavelength grating couplers for silicon integrated photonics," *Applied Physics Letters*, vol. 101, 2012.

- 
- [179] Z. Cheng, X. Chen, C. Y. Wong, K. Xu and H. K. Tsang, "Apodized focusing subwavelength grating couplers for suspended membrane waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 101, 2012.
  - [180] X. Xu, H. Subbaraman, J. Covey, D. Kwong, A. Hosseini and R. T. Chen, "Colorless grating couplers realized by interleaving dispersion engineered subwavelength structures," *Optics Letters*, vol. 38, pp. 3588-3591, 2013.
  - [181] Q. Zhong, V. Veerasubramanian, Y. Wang, W. Shi, D. Patel, S. Ghosh, A. Samani, L. Chrostowski, R. Bojko and D. V. Plant, "Focusing-curved subwavelength grating couplers for ultra-broadband silicon photonics optical photonics optical," *Optics Express*, vol. 22, pp. 18224-18231, 2014.
  - [182] K. Qin, D. Gao, C. Bao, Z. Zhao, X. Zhou, T. Lu and L. Chen, "High efficiency and broadband two-dimensional blazed grating coupler with fully etched triangular holes," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, pp. 2363-2366, 2012.
  - [183] Z. Cheng and H. K. Tsang, "Experimental demonstration of polarization-insensitive air-cladding grating couplers for silicon-on-insulator waveguides," *Optics Letters*, vol. 39, pp. 2206-2209, 2014.
  - [184] X. Chen and H. K. Tsang, "Polarization-independent grating couplers for silicon-on-insulator nanophotonic waveguides," *Optics Letters*, vol. 36, pp. 796-798, 2011.
  - [185] Y. Wang, X. Wang, J. Flueckiger, H. Yun, W. Shi, R. Bojko, N. A. F. Jaeger and L. Chrostowski, "Focusing sub-wavelength grating couplers with low back reflections for rapid prototyping of silicon photonic circuits," *Optics Express*, vol. 22, pp. 20652-20662, 2014.
  - [186] W. S. Zaoui, A. Kunze, W. Vogel and M. Berroth, "CMOS-compatible polarization splitting grating couplers with a backside metal mirror," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 25, pp. 1395-1397, 2013.
  - [187] U. Levy, M. Abashin, K. Ikeda, A. Krishnamoorthy, J. Cunningham and Y. Fainman, "Inhomogeneous dielectric metamaterials with space-variant polarizability," *Physical Review Letters*, vol. 98, 2007.
  - [188] A. Ortega-Moñux, J. M. Luque-González, A. Sánchez-Póstigo, R. Halir, J. G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández, P. Cheben, J. H. Schmid, D. X. Xu, J. Soler-Penades, M. Nedeljkovic, G. Z. Mashanovich and J. Ctyroky, "Subwavelength Grating Metamaterial Engineering: A New Tool for Silicon Photonics," in *Integrated Photonics Research, Silicon and Nanophotonics*, 2018.
  - [189] S. Chen, Y. Shi, S. He and D. Dai, "Low-loss and broadband  $2 \times 2$  silicon thermo-optic Mach-Zehnder switch with bent directional couplers," *Optics Letters*, vol. 41, pp. 836-839, 2016.
  - [190] Z. Lu, H. Yun, Y. Wang, Z. Chen, F. Zhang, N. A. F. Jaeger and L. Chrostowski, "Broadband silicon photonic directional coupler using asymmetric-waveguide based phase control," *Optics Express*, vol. 23, pp. 3795-3808, 2015.

- 
- [191] X. Chen, W. Liu, Y. Zhang and Y. Shi, "Polarization-insensitive broadband  $2 \times 2$  3 dB power splitter based on silicon-bent directional couplers," *Optics Letters*, vol. 42, pp. 3738-3740, 2017.
  - [192] J. Xing, K. Xiong, H. Xu, Z. Li, X. Xiao, J. Yu and Y. Yu, "Silicon-on-insulator-based adiabatic splitter with simultaneous tapering of velocity and coupling," *Optics Letters*, vol. 38, pp. 2221-2223, 2013.
  - [193] Y. Zhang, S. Yang, A. E. Lim, G. Lo, C. Galland, T. Baehr-Jones and M. Hochberg, "A compact and low loss Y-junction for submicron silicon waveguide," *Optics Express*, vol. 21, pp. 1310-1316, 2013.
  - [194] D. Chen, X. Xiao, L. Wang, Y. Zhang and X. Hu, "Flexible silicon optical splitters based on high order modes," in *2018 Optical Fiber Communications Conference and Exposition*, 2018.
  - [195] J. N. Caspers and M. Mojahedi, "Measurement of a compact colorless 3 dB hybrid plasmonic directional coupler," *Optics Letters*, vol. 39, pp. 3262-3265, 2014.
  - [196] H. F. Talbot, "Facts relating to optical science," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 9, pp. 401-407, 1836.
  - [197] L. B. Soldano and E. C. Pennings, "Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 615-627, 1995.
  - [198] R. Halir, A. Maese-Novo, A. Ortega-Moñux, I. Molina-Fernández, J. G. Wangüemert-Pérez, P. Cheben, D. X. Xu, J. H. Schmid and S. Janz, "Colorless directional coupler with dispersion engineered sub-wavelength structure," *Optics Express*, vol. 20, pp. 13470-13477, 2012.
  - [199] H. Yun, L. Chrostowski and N. A. F. Jaeger, "Ultra-broadband  $2 \times 2$  adiabatic 3 dB coupler using subwavelength-grating-assisted silicon-on-insulator strip waveguides," *Optics Letters*, vol. 43, pp. 1935-1938, 2018.
  - [200] R. Halir, P. Cheben, J. M. Luque-González, J. D. Sarmiento-Merenguel, J. H. Schmid, J. G. Wangüemert-Pérez, D. X. Xu, S. Wang, A. Ortega-Moñux and I. Molina-Fernández, "Ultra-broadband nanophotonic beamsplitter using an anisotropic sub-wavelength metamaterial," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 10, pp. 1039-1046, 2016.
  - [201] P. J. Bock, P. Cheben, A. V. Velasco, J. H. Schmid, A. Delâge, M. Florjanczyk, J. Lapointe, D. X. Xu, M. Vachon, S. Janz and M. L. Calvo, "Subwavelength grating Fourier-transform interferometer array in silicon-on-insulator," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 7, pp. L67-L70, 2013.
  - [202] K. Okamoto, H. Aoyagi and K. Takada, "Fabrication of Fourier-transform, integrated-optic spatial heterodyne spectrometer on silica-based planar waveguide," *Optics Letters*, vol. 35, pp. 2103-2105, 2010.
  - [203] K. Takada, H. Aoyagi and K. Okamoto, "Correction for phase-shift deviation in a complex Fourier-transform integrated-optic spatial heterodyne spectrometer with an active phase-shift scheme," *Optics Letters*, vol. 36, pp. 1044-1046, 2011.

- 
- [204] U. Paudel and T. Rose, "Ultra-high resolution and broadband chip-scale speckle enhanced Fourier-transform," *Optics Express*, vol. 28, pp. 16469-16485, 2020.
  - [205] H. Wang, Z. Lin, Q. Li and W. Shi, "On-chip Fourier transform spectrometers by dual-polarized detection," *Optics Letters*, vol. 44, pp. 2923-2926, 2019.
  - [206] M. Montesinos-Ballester, Q. Liu, V. Vakarin, J. M. Ramírez, C. Alonso-Ramos, X. L. Roux, J. Frigerio, A. Ballabio, E. Talamas, L. Vivien, G. Isella and D. Marris-Morini, "On-chip Fourier-transform spectrometer based on spatial heterodyning tuned by thermo-optic effect," *Scientific Reports*, vol. 9, pp. 1-10, 2019.
  - [207] E. Heidari, X. Xu, C. Chung and R. T. Chen, "On-chip Fourier transform spectrometer on silicon-on-sapphire," *Optics Letters*, vol. 44, pp. 2883-2886, 2019.
  - [208] M. M. Milosevic, N. G. Emerson, F. Y. Gardes, X. Chen, A. A. D. T. Adikaari and G. Z. Mashanovich, "Athermal waveguides for optical communication wavelengths," *Optics Letters*, vol. 36, pp. 4659-4661, 2011.
  - [209] J. Teng, P. Dumon, W. Bogaerts, H. Zhang, X. Jian, X. Han, M. Zhao, G. Morthier and R. Baets, "Athermal Silicon-on-insulator ring resonators by overlaying a polymer cladding on narrowed waveguides," *Optics Express*, vol. 17, pp. 14627-14633, 2009.
  - [210] B. Guha, J. Cardenas and M. Lipson, "Athermal silicon microring resonators with titanium oxide cladding," *Optics Express*, vol. 21, pp. 26557-26563, 2013.
  - [211] L. He, Y. Guo, Z. Han, K. Wada, J. Michel, A. M. Agarwal, L. C. Kimerling, G. Li and L. Zhang, "Broadband athermal waveguides and resonators for datacom and telecom applications," *Photonics Research*, vol. 6, pp. 987-990, 2018.
  - [212] B. Guha, A. Gondarenko and M. Lipson, "Minimizing temperature sensitivity of silicon Mach-Zehnder interferometers," *Optics Express*, vol. 18, pp. 1879-1887, 2010.
  - [213] Q. Deng, L. Liu, R. Zhang, X. Li, J. Michel and Z. Zhou, "Athermal and flat-topped silicon Mach-Zehnder filters," *Optics Express*, vol. 24, pp. 29577-29582, 2016.
  - [214] U. A. Korai, A. Herrero-Bermello, M. J. Strain, I. Glesk and A. V. Velasco, "Design of an athermal interferometer based on tailored subwavelength metamaterials for on-chip microspectrometry," *IEEE Photonics Journal*, vol. 11, pp. 1-11, 2019.
  - [215] P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang, D. X. Xu, M. Vachon, S. Janz, J. Lapointe, Y. Painchaud and M. Picard, "Broadband polarization independent nanophotonic coupler for silicon waveguides with ultra-high efficiency," *Optics Express*, vol. 23, pp. 22553-22563, 2015.
  - [216] M. Piels and D. Zibar, "Compact silicon multimode waveguide spectrometer with enhanced bandwidth," *Scientific Reports*, vol. 7, 2017.
  - [217] H. Fukuda, K. Yamada, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, H. Shinojima and S. Itabashi, "Silicon photonic circuit with polarization diversity," *Optics Express*, vol. 16, pp. 4872-4880, 2008.

- 
- [218] J. Zhang, H. Zhang, S. Chen, M. Yu, G. Q. Lo and D. L. Kwong, "Polarization Diversity Circuit for Silicon Photonics," in *Optical Fiber Communication Conference*, 2011.
  - [219] T. K. Liang and H. K. Tsang, "Integrated polarization beam splitter in high index contrast silicon-on-insulator waveguides," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, pp. 393-395, 2005.
  - [220] D. Dai, Z. Wang, J. Peters and J. E. Bowers, "Compact polarization beam splitter using an asymmetrical Mach-Zehnder interferometer based on silicon-on-insulator waveguides," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, pp. 673-675, 2012.
  - [221] J. Feng and Z. Zhou, "Polarization beam splitter using a binary blazed grating coupler," *Optics Letters*, vol. 32, pp. 1662-1664, 2007.
  - [222] Y. Tang, D. Dai and S. He, "Proposal for a grating waveguide serving as both a polarization splitter and an efficient coupler for silicon-on-insulator nanophotonic circuits," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, pp. 242-244, 2009.
  - [223] P. A. Besse, M. Bachmann, H. Melchior, L. B. Soldano and M. K. Smit, "Optical bandwidth and fabrication tolerances of multimode interference couplers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, pp. 1004-1009, 1994.
  - [224] J. M. Hong, H. H. Ryu, S. R. Park, J. W. Jeong, S. G. Lee, E. Lee, S. Park, D. Woo, S. Kim and B. O, "Design and fabrication of a significantly shortened multimode interference coupler for polarization splitter application," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, pp. 72-74, 2003.
  - [225] Y. Huang, Z. Tu, H. Yi, Y. Li, X. Wang and W. Hu, "High extinction ratio polarization beam splitter with multimode interference coupler on SOI," *Optics Communications*, vol. 307, pp. 46-49, 2013.
  - [226] M. Yin, W. Yang, Y. Li, X. Wang and H. Li, "CMOS-compatible and fabrication-tolerant MMI-based polarization beam splitter," *Optics Communications*, vol. 335, pp. 48-52, 2015.
  - [227] Y. Shi, D. Dai and S. He, "Proposal for an ultracompact polarization-beam splitter based on a photonic-crystal-assisted multimode interference coupler," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, pp. 825-827, 2007.
  - [228] A. Katigbak, J. F. Strother and J. Lin, "Compact silicon slot waveguide polarization splitter," *Optical Engineering*, vol. 48, 2009.
  - [229] X. Sun, J. S. Aitchison and M. Mojahedi, "Realization of an ultra-compact polarization beam splitter using asymmetric MMI based on silicon nitride/silicon-on-insulator platform," *Optics Express*, vol. 25, pp. 8296-8305, 2017.
  - [230] H. Wu, Y. Tan and D. Dai, "Ultra-broadband high-performance polarizing beam splitter on silicon," *Optics Express*, vol. 25, pp. 6069-6075, 2017.
  - [231] X. Wang, X. Quan, W. Zhang, J. Hu, C. Shen and X. Cheng, "Ultra-small and fabrication-tolerant silicon polarization beam splitter using sharp bent directional coupler," *IEEE Photonics Journal*, vol. 10, pp. 1-7, 2018.



- 
- [232] X. Ao, L. Liu, L. Wosinski and S. He, "Polarization beam splitter based on a two-dimensional photonic crystal of pillar type," *Applied Physics Letters*, vol. 89, 2006.
  - [233] K. Chang and C. Huang, "Ultrashort broadband polarization beam splitter based on a combined hybrid plasmonic waveguide," *Scientific Reports*, vol. 6, 2016.
  - [234] W. Jiang, X. Sun and B. M. A. Rahman, "Compact and fabrication-tolerant polarization splitter based on horizontal triple-slot waveguide," *Applied Optics*, vol. 56, pp. 2119-2126, 2017.
  - [235] L. Chang, L. Liu, Y. Gongo, M. Tan, Y. Yu and Z. Li, "Polarization-independent directional coupler and polarization beam splitter based on asymmetric cross-slot waveguides," *Applied Optics*, vol. 57, pp. 678-683, 2018.
  - [236] T. Huang, Y. Wu, Y. Xie and Z. Cheng, "A slot-waveguide-based polarization beam splitter assisted by epsilon-near-zero material," *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, vol. 33, pp. 42-47, 2019.
  - [237] J. Yamauchi, M. Yamanoue and H. Nakano, "A short polarization converter using a triangular waveguide," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, pp. 1708-1714, 2008.
  - [238] T. Cao, S. Chen, Y. Fei, L. Zhang and Q. Xu, "Ultra-compact and fabrication-tolerant polarization rotator based on a bend asymmetric-slab waveguide," *Applied Optics*, vol. 52, pp. 990-996, 2013.
  - [239] A. Xie, L. Zhou, J. Chen and X. Li, "Efficient silicon polarization rotator based on mode-hybridization in a double-stair waveguide," *Optics Express*, vol. 23, pp. 3960-3970, 2015.
  - [240] P. A. Li, X. Cui, Y. Li, M. Yu, D. Kwong and C. W. Wong, "An integrated high-extinction-ratio low-loss polarization rotator for silicon photonics across C+L bands," in *CLEO: Science and Innovations*, 2017.
  - [241] J. Xiao, Y. Xu, J. Wang and X. Sun, "Compact polarization rotator for silicon-based slot waveguide structures," *Applied Optics*, vol. 53, pp. 2390-2397, 2014.
  - [242] J. Wang, J. Xiao and X. Sun, "Design of a broadband polarization rotator for silicon-based cross-slot waveguides," *Applied Optics*, vol. 54, pp. 3805-3810, 2015.
  - [243] H. Guan, Y. Ma, R. Shi, A. Novack, J. Tao, Q. Fang, A. E. Lim, G. Lo, T. Baehr-Jones and M. Hochberg, "Ultracompact silicon-on-insulator polarization rotator for polarization-diversified circuits," *Optics Letters*, vol. 39, pp. 4703-4706, 2014.
  - [244] J. Wang, B. Niu, Z. Sheng, A. Wu, W. Li, X. Wang, S. Zou, M. Qi and F. Gan, "Novel ultra-broadband polarization splitterrotator based on mode-evolution tapers and a mode-sorting asymmetric Y-junction," *Optics Express*, vol. 22, pp. 13565-13571, 2014.
  - [245] H. Guan, Q. Fang, G. Lo and K. Bergman, "High-efficiency biwavelength polarization splitter-rotator on the SOI platform," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, pp. 518-521, 2014.

- 
- [246] D. Dai and H. Wu, "Realization of a compact polarization splitter-rotator on silicon," *Optics Letters*, vol. 41, pp. 2346-2349, 2016.
- [247] H. Xu and Y. Shi, "Ultra-broadband silicon polarization splitter-rotator based on the multi-mode waveguide," *Optics Express*, vol. 25, pp. 18485-18491, 2017.
- [248] G. Chen, L. Chen, W. Ding, F. Sun and R. Feng, "Ultra-short silicon-on-insulator (SOI) polarization rotator between a slot and a strip waveguide based on a nonlinear raised cosine flat-tip taper," *Optics Express*, vol. 21, pp. 14888-14894, 2013.
- [249] G. Chen, L. Chen, W. Ding, F. Sun and R. Feng, "Ultrashort slot polarization rotator with double paralleled nonlinear geometry slot crossings," *Optics Letters*, vol. 38, pp. 1984-1986, 2013.
- [250] L. Liu, Y. Ding, K. Yvind and J. M. Hvam, "Efficient and compact TE-TM polarization converter built on silicon-on-insulator platform with a simple fabrication process," *Optics Letters*, vol. 36, pp. 1059-1061, 2011.
- [251] Y. Xu and J. Xiao, "Design of a compact and integrated TM-rotated/ TE-through polarization beam splitter for silicon-based slot waveguides," *Applied Optics*, vol. 55, pp. 611-618, 2016.
- [252] J. N. Caspers, J. S. Aitchison and M. Mojahedi, "Experimental demonstration of an integrated hybrid plasmonic polarization rotator," *Optics Letters*, vol. 38, pp. 4054-4057, 2013.
- [253] S. Kim and M. Qi, "Polarization rotation and coupling between silicon waveguide and hybrid plasmonic waveguide," *Optics Express*, vol. 23, pp. 9968-9978, 2015.
- [254] D. Dai, J. Bauters and J. E. Bowers, "Passive technologies for future large-scale photonic integrated circuits on silicon: polarization handling, light non-reciprocity and loss reduction," *Light: Science & Applications*, vol. 1, pp. e1-e1, 2012.
- [255] S. P. Chan, C. E. Png, S. T. Lim, G. T. Reed and V. M. N. Passaro, "Single-mode and polarization-independent silicon-on-insulator waveguides with small cross section," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, 2005.
- [256] M. M. Milosevic, P. S. Matavulj, B. D. Timotijevic, G. T. Reed and G. Z. Mashanovich, "Design rules for single-mode and polarization-independent silicon-on-insulator rib waveguides using stress engineering," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, pp. 1840-1846, 2008.
- [257] K. K. Tsia, S. Fathpour and B. Jalali, "Electrical tuning of birefringence in silicon waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 92, 2008.
- [258] B. Shen, P. Wang, R. Polson and R. Menon, "An integrated-nanophotonics polarization beamsplitter with  $2.4 \times 2.4 \mu\text{m}^2$  footprint," *Nature Photonics*, vol. 9, pp. 378-382, 2015.
- [259] F. Zhang, J. Zheng, Y. Song, W. Liu, P. Xu and A. Majumdar, "Ultra-broadband and compact polarizing beam splitter in silicon photonics," *OSA Continuum*, vol. 3, pp. 560-567, 2020.

- 
- [260] S. Chen, H. Wu and D. Dai, "High extinction-ratio compact polarisation beam splitter on silicon," *Electronics Letters*, vol. 52, pp. 1043-1045, 2016.
  - [261] L. Liu, Q. Deng and Z. Zhou, "Manipulation of beat length and wavelength dependence of a polarization beam splitter using a subwavelength grating," *Optics Letters*, vol. 41, pp. 5126-5129, 2016.
  - [262] C. Li, D. Dai and J. E. Bowers, "Ultra-broadband and low-loss polarization beam splitter on silicon," in *Optical Fiber Communication Conference*, 2020.
  - [263] A. V. Velasco, M. L. Calvo, P. Cheben, A. Ortega-Moñux, J. H. Schmid, C. Alonso-Ramos, I. Molina-Fernández, J. Lapointe, M. Vachon, S. Janz and D. X. Xu, "Ultracompact polarization converter with a dual subwavelength trench built in a silicon-on-insulator waveguide," *Optics Letters*, vol. 37, pp. 365-367, 2012.
  - [264] Y. Xu and J. Xiao, "Ultracompact and high efficient silicon-based polarization splitter-rotator using a partially-etched subwavelength grating coupler," *Scientific Reports*, vol. 6, pp. 1-11, 2016.
  - [265] A. Majumder, B. Shen, R. Polson and R. Menon, "Ultra-compact polarization rotation in integrated silicon photonics using digital metamaterials," *Optics Express*, vol. 25, pp. 19721-19731, 2017.
  - [266] Y. Xiong, J. G. Wangüemert-Pérez, D. X. Xu, J. H. Schmid, P. Cheben and W. N. Ye, "Polarization splitter and rotator with subwavelength grating for enhanced fabrication tolerance," *Optics Letters*, vol. 39, pp. 6931-6934, 2014.
  - [267] H. Xu and Y. Shi, "Subwavelength-grating-assisted silicon polarization rotator covering all optical communication bands," *Optics Express*, vol. 27, pp. 5588-5597, 2019.
  - [268] A. Yariv and P. Yeh, *Optical waves in crystals*, John Wiley & Sons, 1984.
  - [269] R. E. Newnham, *Properties of materials: anisotropy, symmetry, structure*, Oxford University Press, 2005.
  - [270] L. Xu, Y. Wang, A. Kumar, D. Patel, E. El-Fiky, Z. Xing, R. Li and D. V. Plant, "Polarization beam splitter based on MMI coupler with SWG birefringence engineering on SOI," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, pp. 403-406, 2018.
  - [271] H. Xu, D. Dai and Y. Shi, "Ultra-broadband and ultra-compact on-chip silicon polarization beam splitter by using hetero-anisotropic metamaterials," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 13, 2019.
  - [272] M. Pantouvaki, S. A. Srinivasan, Y. Ban, P. D. Heyn, P. Verheyen, G. Lepage, H. Chen, J. D. Coster, N. Golshani, S. Balakrishnan, P. Absil and J. V. Campenhout, "Active components for 50 Gb/s NRZ-OOK optical interconnects in a silicon photonics platform," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, pp. 631-638, 2017.
  - [273] M. Ma, A. H. K. Park, Y. Wang, H. Shoman, F. Zhang, N. A. F. Jaeger and L. Chrostowski, "Sub-wavelength grating-assisted polarization splitter-rotators for silicon-on-insulator platforms," *Optics Express*, vol. 27, pp. 17581-17591, 2019.

- 
- [274] D. Marcuse, "Modes of a symmetric slab optical waveguide in birefringent media-Part I: Optical axis not in plane of slab," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 14, pp. 736-741, 1978.